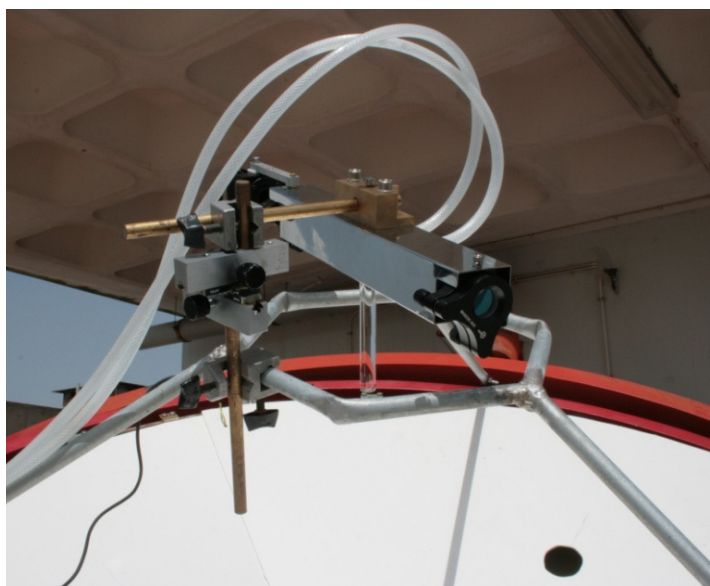




Bruno António Tomás do Couto

Mestrado

Optimização e construção de sistemas de laser solar



Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em

Engenharia Física

Orientador: Prof. Doutor Dawei Liang

Júri:

Presidente: Prof. Doutor Orlando Teodoro

Arguente: Prof. Doutor Paulo Ribeiro



**FACULDADE DE
CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA**

Setembro 2013

Optimização de sistemas de laser solar e construção de cavidade de bombeamento

Copyright© Bruno António Tomás do Couto, Faculdade de Ciências e Tecnologia, Universidade Nova de Lisboa.

A Faculdade de Ciências e Tecnologia e a Universidade Nova de Lisboa têm o direito, perpétuo e sem limites geográficos, de arquivar e publicar esta dissertação através de exemplares impressos reproduzidos em papel ou de forma digital, ou por qualquer outro meio conhecido ou que venha a ser inventado, e de a divulgar através de repositórios científicos e de admitir a sua cópia e distribuição com objetivos educacionais ou de investigação, não comerciais, desde que seja dado crédito ao autor e editor.

"I was exhilarated.... I thought, `Wow, it's working!...."

Theodore Maiman

Agradecimentos

Agradeço em primeiro lugar ao Professor Doutor Dawei Liang pela orientação científica, pelo grande estímulo académico e profissional, mas sobretudo pela generosa amizade com que me acompanhou durante os meses de trabalho em conjunto. Saliento com sincera gratidão o facto de me ter indicado quando a minha actual empregadora lhe solicitou que sugerisse alguém para trabalhar na área de laser de estado sólido.

Agradeço à Eng^a Joana Almeida pelo incondicional companheirismo, lealdade, dedicação ao trabalho conjunto.

Agradeço também o importantíssimo contributo, partilha de saber prático e amizade dos Técnicos João Faustino e Eduardo Jobling.

Agradeço a todos os colegas de curso, em particular àqueles com quem trabalhei mais de perto. Expresso também a minha gratidão ao Novo Núcleo de Teatro e ao grupo NUCA- Novos Universitários Católicos, lugares de encontro e amizade fundamentais durante o meu percurso nesta instituição.

Agradeço aos meus colegas da Lusospace o apoio e incentivo no sentido completar esta fase da vida, particularmente a ajuda prática nas dúvidas de software. Agradeço também o apoio informático do técnico Ademar Félix.

Agradeço em especial à minha família, companheiros destas e de todas as aventuras, suporte humano, exemplo, desafio. Dedico os trabalhos desta dissertação à memória de Ida Rosa Tomás, minha falecida avó e pilar da minha educação, em torno de quem ainda todos nos reunimos.

Índice

| | | |
|----------|---|----|
| 1. | Introdução | 1 |
| 1.1. | Amplificação Óptica | 3 |
| 1.1.1. | Coeficientes de Einstein | 3 |
| 1.1.2. | Ganho | 6 |
| 1.1.3. | Sistemas de três e de quatro níveis | 7 |
| 1.2. | Cavidade de ressonância | 9 |
| 1.2.1. | Diferentes geometrias de cavidade de ressonância. | 10 |
| 1.2.2. | Condição de Oscilação | 10 |
| 1.2.3. | Modos longitudinais | 12 |
| 1.2.4. | Modos Transversais | 12 |
| 1.2.4.1. | Propagação do feixe Monomodo TEM_{00} | 12 |
| 1.2.4.2. | Factor M^2 | 14 |
| 1.2.5. | Efeito de Lente térmica | 15 |
| 1.2.6. | Geometrias de bombeamento | 15 |
| 2. | Métodos de Modelação para Bombeamento Solar de Sistemas de Laser de Estado Sólido 16 | |
| 2.1. | Zemax | 17 |
| 2.1.1. | Fontes luminosas | 17 |
| 2.1.2. | Elementos Ópticos | 18 |
| 2.1.3. | Detectores | 19 |
| 2.2. | Lascad TM | 20 |
| 3. | Sistema de bombeamento com Guia de Onda Cilíndrica e concentrador <i>V-Groove</i> | 22 |
| 3.1. | Conceito | 23 |
| 3.2. | Modelação e Optimização | 24 |
| 3.2.1. | Fonte | 24 |
| 3.2.2. | Concentração Primária de luz solar | 25 |
| 3.2.3. | Transmissão | 28 |
| 3.2.3.1. | Análise da performance de potência da guia cilíndrica | 29 |
| 3.2.3.2. | Análise da distribuição angular do feixe ao longo da guia cilíndrica | 31 |
| 3.2.3.3. | Posicionamento óptimo da Guia em relação ao espelho parabólico | 31 |
| 3.2.4. | Absorção no Cristal | 32 |
| 3.2.4.1. | Perfil de Absorção no Cilindro de Nd:YAG | 34 |
| 3.2.5. | Simulação da Cavidade de Ressonância | 36 |
| 3.2.6. | Seleccção dos parâmetros óptimos para o modelo | 37 |
| 4. | Desenho do Protótipo | 39 |
| 4.1. | Simulação da configuração seleccionada para o protótipo | 39 |
| 4.2. | Desenho mecânico do protótipo | 40 |
| 4.2.1. | Corpo da cabeça de laser | 41 |
| 4.2.2. | Sistema de suporte da guia de onda cilíndrica | 42 |
| 4.2.3. | Sistema de suporte do cristal de meio activo | 43 |
| 4.2.4. | Sistema de suporte do concentrador V-Groove | 44 |
| 5. | Construção de Sistema de Bombeamento com Guia Cilíndrica e Concentrador V-Groove 45 | |
| 5.1. | Armação | 45 |
| 5.2. | Guia de Onda Cilíndrica | 45 |
| 5.2.1. | Teste de transmissão da guia | 45 |
| 5.2.2. | Teste de impermeabilidade da interface <i>Teflon</i> -guia de sílica fundida | 46 |
| 5.3. | Construção da cavidade de ressonância | 47 |
| 5.3.1. | Invólucro | 47 |

| | | |
|----------|--|----|
| 5.3.2. | Peças de Suporte mecânico | 47 |
| 5.3.3. | Adaptação da cabeça de laser..... | 48 |
| 5.3.3.1. | Teste de estanquidade..... | 49 |
| 5.3.4. | Alinhamento da Cavidade de Ressonância | 50 |
| 5.3.5. | Montagem da cavidade de ressonância no espelho parabólico | 51 |
| 5.4. | Teste experimental | 52 |
| 5.4.1. | Discussão dos Valores Experimentais..... | 52 |
| 6. | Bombeamento Solar de Laser de Disco | 54 |
| 6.1. | Laser de Disco..... | 54 |
| 6.2. | Métodos de bombeamento | 54 |
| 6.3. | Bombeamento de laser de disco com luz solar concentrada | 57 |
| 6.3.1. | Bombeamento de laser de disco através de conjunto de guias de onda | 57 |
| 6.4. | Concentração de luz solar em fibras ópticas | 59 |
| 6.4.1. | Bombeamento solar de laser de disco com sistema de fibras ópticas | 60 |
| 6.4.1.1. | Análise Zemax..... | 61 |
| 6.4.1.2. | Análise LASCAD..... | 62 |
| 7. | Conclusões | 66 |
| 8. | Bibliografia | 67 |

Índice de imagens

| | |
|--|----|
| Figura 1.1 Absorção estimulada..... | 3 |
| Figura 1.2- Emissão espontânea..... | 3 |
| Figura 1.3 Emissão estimulada..... | 4 |
| Figura 1.4 Sistema de bombeamento de três níveis | 7 |
| Figura 1.5- Sistema de Bombeamento de quatro níveis..... | 8 |
| Figura 1.6- Bombeamento de um cristal de laser inscrito numa cavidade ressonante | 9 |
| Figura 1.7 -Progressão do feixe na cavidade ressonante..... | 9 |
| Figura 1.8 Diversas geometrias de cavidade de ressonância..... | 10 |
| Figura 1.9- Representação esquemática de um feixe que se propaga numa cavidade de ressonância | 11 |
| Figura 1.10- Representação esquemática da propagação de um feixe gaussiano | 14 |
| Figura 2.1- Tipos de fonte luminosa na aplicação Zemax TM | 17 |
| Figura 2.2- Programação do espectro solar na aplicação Zemax TM | 18 |
| Figura 2.3- Programação do espectro de absorção de meio cristalino na aplicação Zemax TM | 19 |
| Figura 2.4- Programação de reflectividade na aplicação Zemax TM | 19 |
| Figura 2.5- Organigrama das várias opções de tratamento de dados na aplicação LasCAD TM [21] | 20 |
| Figura 2.6- Simulação de cavidade de ressonância em ambiente LasCAD TM | 21 |
| Figura 3.1- Esquema de bombeamento com guia de onda cilíndrica e concentrador V-Groove | 23 |
| Figura 3.3- Representação gráfica da relação entre o espectro solar acima da atmosfera e à superfície da terra..... | 24 |
| Figura 3.4- Perfil do Concentrador Primário (espelho parabólico)..... | 25 |
| Figura 3.5- Representação esquemática da influência do semiângulo de entrada sobre o diâmetro da mancha focal..... | 26 |
| Figura 3.6- Resultados de simulação Zemax para a distribuição angular da radiação solar no foco do espelho parabólico..... | 27 |
| Figura 3.7- Distribuição da irradiância no foco do espelho parabólico. | 27 |
| Figura 3.8 Representação esquemática da transmissão de um raio luminoso dentro de uma guia de onda cilíndrica | 28 |
| Figura 3.9- Acoplamento da radiação proveniente do concentrador primário à guia de onda cilíndrica..... | 29 |
| Figura 3.10- Gráfico de valores simulados de potência óptica ao longo da guia de onda | 30 |
| Tabela 3.4- Comparação das perdas à saída da guia de onda quanto esta transmite para Ar e para Água | 30 |
| Figura 3.12- Gráfico da potência transmitida pela guia a várias distâncias do concentrador primário..... | 32 |
| Figura 3.13- Representação gráfica dos parâmetros de optimização do concentrador V-Groove | 32 |
| Figura 3.14-Valores simulados de absorção no cristal para as diferentes configurações..... | 33 |
| Tabela 3.6- Parâmetros das configurações mais favoráveis e respectivos valores de potência absorvida | 34 |
| Figura 3.15- Configuração 1 H1=16mm, H2=7mm, $\alpha = 52^\circ$; Pabs=66.33W | 34 |
| Figura 3.16 -Configuração 2 H1=17mm, H2=7mm, $\alpha = 49^\circ$; Pabs=66.35W..... | 34 |
| Figura 3.19- Representação gráfica da configuração com espelho plano adicional..... | 35 |
| Figura 3.17- Configuração 3 H1=18mm, H2=8mm, $\alpha = 47^\circ$; Pabs=66.17W..... | 35 |
| Figura 3.18- Configuração 4 H1=19mm, H2=8mm, $\alpha = 44^\circ$; Pabs=65.75W | 35 |

| | |
|--|----|
| Figura 3.20- Resultados LasCAD™ para a configuração óptima de a) Potência laser emitida em função da potência de bombeamento absorvida e b) Potência laser emitida em função da reflectividade do acoplador de saída | 37 |
| Figura 3.21- Gráfico auxiliar para cálculo da potência limiar e eficiência de rampa..... | 38 |
| Figura 4.1- a) Resultados Zemax™ para a configuração selecionada para construção do protótipo de distribuição de potência absorvida no meio activo b) Resultados LasCAD™ para a configuração selecionada para construção do protótipo de Potência laser emitida em função da reflectividade do acoplador de saída | 39 |
| Figura 4.2- Desenho mecânico AUTOCAD™ dos diversos elementos da cabeça de laser..... | 40 |
| Figura 4.3- Desenho mecânico AUTOCAD™ do corpo da cabeça de laser | 41 |
| Figura 4.4- Desenho mecânico AUTOCAD™ do sistema de suporte da guia de onda cilíndrica | 42 |
| Figura 4.5- Desenho mecânico AUTOCAD™ do sistema de suporte do meio activo | 43 |
| Figura 4.6- Desenho mecânico AUTOCAD™ do sistema de suporte do concentrador V-groove | 44 |
| Figura 5.2- Teste de transmissão da guia de onda de sílica fundida | 45 |
| Figura 5.3- Teste de impermeabilidade da interface <i>Teflon</i> -Guia de sílica fundida..... | 46 |
| Figura 5.4- Elementos da cavidade de ressonância..... | 47 |
| Figura 5.5- Elementos da cabeça de laser | 48 |
| Figura 5.6- Teste de estanquidade da cabeça de laser | 49 |
| Figura 5.8- Montagem de alinhamento da cavidade laser..... | 50 |
| Figura 5.7- Representação esquemática da montagem para alinhamento da cavidade de Laser | 50 |
| Figura 5.10 a) Cavidade de laser montada no espelho parabólico; b) Sensor térmico de potência óptica montado em frente ao acoplador de saída da cavidade laser | 52 |
| Figura 5.11- a) Resultados Zemax™ para a configuração selecionada para construção do protótipo de distribuição de potência absorvida no meio activo b) Resultados LasCAD™ para a configuração selecionada para construção do protótipo de Potência laser emitida em função da reflectividade do acoplador de saída | 53 |
| Figura 6.1-Representação esquemática do conceito de laser de disco | 54 |
| Figura 6.3- Esquema de ressoador com diversos discos de laser em série..... | 55 |
| Figura 6.4- Esquema da de bombeamento de laser de disco compósito[35]..... | 56 |
| Figura 6.5- Optimização da posição de guias de onda em torno do foco do espelho parabólico em ambiente Zemax™. | 57 |
| Figura 6.6-Estudo da disposição de guias em torno do foco do espelho parabólico. a) Justaposição de 19 guias cilíndricas. b) Arranjo tridimensional de 16 guias com polimento lateral..... | 58 |
| Figura 6.7- Desenho tridimensional de conjunto de guias de onda ligando o foco de um concentrador parabólico a um disco de laser compósito..... | 58 |
| Figura 6.8-Modelo Zemax™ de sistema de colecção de luz solar com um pequeno espelho parabólico e uma fibra óptica. a) Vista geral. b) Detalhe do acoplamento do fluxo solar concentrado à extremidade da fibra óptica..... | 59 |
| Tabela 6.1- Parâmetros do sistema de colecção com espelho parabólico pequeno e fibra óptica. | 59 |
| Tabela 6.2- Ângulos de divergência calculados para cada valor de diâmetro de saída..... | 60 |
| Figura 6.9- Representação esquemática da invariante de Lagrange para concentradores não formadores de imagem..... | 60 |
| Tabela 6.3- Características chave dos vários desenhos de colecção para cada valor de Φ_2 | 61 |

| | |
|--|----|
| Figura 6.10- Valores simulados de eficiência de bombeamento em função do ângulo de acoplamento da fibra ao elemento não dopado para diversos valores de Φ_2 | 61 |
| Figura 6.11- Valores simulados de densidade de potência absorvida no meio activo em função do ângulo de acoplamento da fibra ao elemento não dopado para diversos valores de Φ_2 | 62 |
| Figura 6.12- Valores simulados de potência laser em função do ângulo de acoplamento da fibra ao elemento não dopado para diversos valores de Φ_2 | 63 |
| Figura 6.13- Valores simulados de eficiência de colecção em função do ângulo de acoplamento da fibra ao elemento não dopado para diversos valores de Φ_2 | 63 |
| Figura 6.14- Perfil de absorção da configuração óptima..... | 64 |
| Figura 6.15- Renderização de desenho tridimensional de sistema de bombeamento para a configuração óptima. a) Vista geral. b) Detalhe do acoplamento da fibra óptica ao disco de laser compósito..... | 64 |

Índice de Tabelas

| | |
|--|----|
| Tabela 1.1- Características temomecânicas do YAG..... | 15 |
| Tabela 3.1- Características do espelho parabólico | 27 |
| Tabela 3.2- Comparação do valor de potência no foco calculado e valores simulados..... | 28 |
| Tabela 3.3- Valores simulados de perdas no acoplamento do foco do concentrador primário à guia de onda cilíndrica | 29 |
| Tabela 3.4- Comparação das perdas à saída da guia de onda quanto esta transmite para Ar e para Água | 30 |
| Tabela 3.5- Parâmetros simulados para optimização do concentrador V-Groove..... | 33 |
| Tabela 3.6- Parâmetros das configurações mais favoráveis e respectivos valores de potência absorvida | 34 |
| Tabela 3.7- Resultados de simulação de cavidade ressonante para modelo sem espelho | 36 |
| Tabela 3.8- Resultados de simulação de cavidade ressonante para modelo com espelho..... | 36 |
| Tabela 3.9- Relação dos valores simulados de potência útil ao longo do sistema | 37 |
| Tabela 4.1- Especificações da Cavidade concentradora V-groove seleccionada para o protótipo | 39 |
| Tabela 5.1- Comparação entre os valores considerados para a simulação inicial e a estimativa de valores ocorriam aquando do teste experimental. | 53 |
| Tabela 6.1- Parâmetros do sistema de colecção com espelho parabólico pequeno e fibra óptica. | 59 |
| Tabela 6.2- Ângulos de divergência calculados para cada valor de diâmetro de saída..... | 60 |
| Tabela 6.3- Características chave dos vários desenhos de colecção para cada valor de Φ_2 | 61 |

Resumo

A concentração de luz solar para a produção de laser constitui uma alternativa de futuro em relação a outros tipos de laser na medida em que dispensa o uso de electricidade, permitindo produzir laser de forma limpa com baixo custo.

O presente projecto consistiu na concepção e optimização de sistemas de laser para os quais a luz solar é colectada por um ou mais espelhos parabólicos e transportada para longe do foco por guias de onda de sílica fundida. A radiação à saída da guia é transmitida para um cristal de Nd:YAG que se encontra numa cavidade em forma de “V”. Esta aumenta a eficiência do sistema redireccionando a radiação não absorvida é para o cristal.

Este sistema foi projectado, optimizado e construído. Foi também construída a respectiva cavidade de ressonância. Procedeu-se à maquinação de peças novas e adaptação de algumas do espólio do laboratório. Este trabalho permitiu aferir a viabilidade da utilização de concentradores em “V” no bombeamento solar de lasers de estado sólido. Estima-se a produção de um feixe laser de 15W de potência e qualidade $Mx^2=9.68$ $My^2=9.48$, para o modelo optimizado.

Também foram estudados sistemas de bombeamento solar de um disco de Nd:YAG de conceito inovador ou em expansão. Esta primeira aproximação revela a possibilidade de produzir um feixe laser mais de 20W com este tipo de sistema.

O desenho de diversos componentes implicou a aprendizagem do software de desenho tridimensional AUTOCADTM. A optimização dos diversos sistemas foi feita no ambiente de simulação ZEMAXTM. O estudo de elementos finitos do cristal bombeado e de cavidade ressonante foi levado a cabo através do software LASCADTM.

Palavras chave: Laser-de-Estado-Sólido, Solar, V-groove, Fibra-Óptica, Laser-de-Disco

Abstract

Solar light concentration for LASER pumping is a promising alternative to other types of laser systems because it dispenses the use of electricity. This allows clean low cost laser production.

The objective of this project is conceive and optimize solar pumped laser systems through primary collection by one or more parabolic mirrors, the transmission and tailoring of concentrated sunlight from focus to the active medium via fused silica waveguides or fiber optics.

A laser system was designed optimized and built that accomplished the concentration of solar light in a Nd:YAG through a single fused silica waveguide and a *v-groove* concentrator. The respective resonant cavity was also built. The process involved the machining of new parts as well as the adaptation of parts from the laboratory asset. The applicability of “V-shaped” concentrators to solar pumping of solar state laser was verified. For the optimized model, a laser beam of 15W and $Mx^2=9.68$ $My^2=9.48$ is estimated.

Innovative collection and concentration systems for a Nd:YAG disc laser were also approached. Over 20W of laser are foreseen for this type of system.

The design of the several components involved the learning of the tridimensional design software AUTOCAD™. The optimization of the several optical elements was performed in Non-Sequencial Zemax™ simulation software. Finite Element Analysis of the pumped laser media and resonant cavity simulation was done in LASCAD™ software.

Key Words: Solar, Solid-State-Laser, V-groove, Optical-Fiber, Disk-Laser

1 Introdução

A ideia de converter directamente a radiação solar, de largo espectro, num coerente e monocromático feixe laser é quase tão antiga como o próprio laser [1] e tem ganho crescente interesse nos anos mais recentes [2].

Um sistema de laser solar de estado sólido consiste na colecção de radiação solar e subsequente concentração num cristal de meio activo. Este deve estar colocado numa cavidade de ressonância para que se dê a extracção de um feixe laser sustentado e colimado.

Os primeiros resultados de um esquema de laser solar foram publicados em 1966 por C.G. Young. Este esquema consistia num telescópio Cassegrain alterado para o efeito que concentrava a luz solar, capturada nos seus 61cm de diâmetro, num cilindro de Nd:YAG de 3mm x 30mm. Foram produzidos 1.25W de laser[1].

Desde então um longo caminho foi percorrido tendo sido considerados como candidatos para bombeamento solar meios activos gasosos, líquidos e sólidos. Destes, os lasers de estado sólido apresentam-se como os mais vantajosos por serem compactos, devido ao seu baixo limiar de bombeamento e à eficiência de conversão de luz solar para laser [3].

A Alexandrite ou cerâmicas dopadas com Crómio, são tidos como meios activos particularmente atraentes para bombeamento solar devido às suas largas bandas de absorção. No entanto, a disponibilidade, relativo baixo custo, boas propriedades térmicas e mecânicas fazem do Nd:YAG uma escolha comum para a investigação deste tipo de sistema [3]. Acresce ainda que a concentração solar necessária para obter o limiar de laser é no Nd:YAG é uma ordem de grandeza inferior à da Alexandrite [3]. A banda de absorção do Nd:YAG compreende 14% da radiação solar utilizável.

A colecção de luz solar pode ser feita de diversas formas, sendo comum empregar-se lentes de Fresnel ou espelhos parabólicos. Pretende-se concentrar o fluxo solar de uma grande área numa mancha focal tão pequena quanto possível para que se consiga fazer chegar ao meio activo um fluxo luminoso de maior densidade possível [4]. Para este efeito são habitualmente usadas combinações de elementos ópticos formadores de imagem de grande área (concentrador primário) com concentradores não-formadores de imagem (concentrador secundário), que ao contrário dos primeiros permitem obter concentrações próximas do limite teórico de concentração de fluxo solar [5]. Estes podem ser elementos ópticos externos ao meio activo como CPC's ou cones truncados [5] ou podem também ser empregues tipos diferentes de concentrador como cavidades concentradoras que redireccionem para o meio activo os raios luminosos que sejam reflectidos neste ou que não sejam totalmente absorvidos[6].

São habitualmente mais usados meios activos cilíndricos para bombeamento solar [1,4,7,9,10]. O bombeamento pela extremidade do cilindro proporciona uma maior densidade de inversão de população na região central do cilindro, mas causa também elevados gradientes térmicos radiais que se traduzem na degradação da qualidade do feixe [8]. Nos sistemas com bombeamento lateral do meio activo a potência de bombeamento é distribuída de forma mais homogénea, proporcionando um feixe mais colimado a custo de uma eficiência energética mais moderada [8].

É, em muitos casos, conveniente inserir no sistema de bombeamento elementos ópticos que moldem o feixe de bombeamento para melhorar a interface com o meio activo. Pode, por exemplo, colocar-se no foco de um espelho parabólico várias guias de onda que conduzam várias secções da mancha focal circular de forma a que o fluxo luminoso dessas secções seja distribuído ao longo de um cilindro de meio activo [9]. Ou, numa evolução deste conceito [10], dispôr um conjunto de guias de onda em torno do foco do concentrador primário, minimizando assim o ângulo com que a radiação incide nelas.

Os elementos ópticos enumerados acima podem ser montados em heliostatos. Um heliostato é um mecanismo robotizado que permite manter as ópticas de colecção sempre alinhadas com o Sol. Consta de dois eixos de rotação, controlados por GPS nos modelos mais recentes, que fazem rodar sincronamente com o Sol uma estrutura onde se montam os elementos de colecção ou até a totalidade dos sistemas.

1.1 Amplificação Óptica

Nesta secção serão resumidos os fenómenos físicos que permitem a amplificação óptica no meio activo.

1.1.1 Coeficientes de Einstein

Existem variados materiais propícios à amplificação óptica, cujos constituintes activos podem ser átomos, iões ou moléculas. Por simplicidade, referir-nos-emos a estes constituintes activos como átomos.

Segundo a distribuição de Maxwell Boltzmann, o número médio por unidade de volume de átomos de um sistema num estado excitado N_i é dado por [13]

$$N_i = N_0 e^{-\frac{E_i}{k_B T}} \quad (1)$$

O que faz com que a proporção entre a população N_j de um nível energético E_j e a população de outro nível E_i , seja [13]

$$\frac{N_j}{N_i} = e^{-\frac{E_j - E_i}{k_B T}} = e^{-\frac{h\nu_{ji}}{k_B T}} \quad (2)$$

Os átomos de um material podem interagir com fotões que nele incidam. Se um fotão de número de onda ν_{ji} incidir num átomo pode ocorrer absorção da energia desse fotão, resultando na transição do átomo para um estado energético mais elevado, como representado na Figura 1.1.

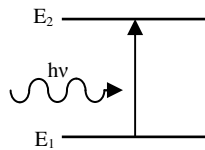


Figura 1.1 Absorção estimulada

A este processo podemos chamar absorção estimulada e a taxa a que ocorre pode ser representada por [13]

$$\left(\frac{dN_i}{dt}\right) = -B_{ij}N_i u_\nu \quad (3)$$

onde B_{ij} é uma constante de proporcionalidade e u_ν representa a densidade espectral de energia.

Não raro, este estado excitado é de curta duração ocorrendo espontaneamente a libertação da energia em excesso sob a forma de um fotão. A este outro processo, esquematizado na Figura 1.2- Emissão espontânea dá-se a designação de emissão espontânea.

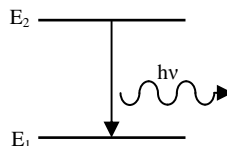


Figura 1.2- Emissão espontânea

A taxa a que esta se dá pode ser descrita por [13]

$$\left(\frac{dN_j}{dt}\right) = -A_{ji}N_j \quad (4)$$

A equação diferencial (4) tem como solução possível[8]

$$N_j(t) = N_j(0)\exp\left(\frac{-t}{\tau_{ji}}\right) \quad (5)$$

Onde τ_{ji} corresponde ao tempo de vida média do estado com energia E_j e [13]

$$\tau_{ji} = A_{ji}^{-1} \quad (6)$$

No geral, o inverso da probabilidade de transição de um processo é designado como o seu tempo de vida média. [8] É de notar que este processo é independente da densidade espectral de energia.

Surpreendentemente, pode ocorrer um outro processo. Quando um fóton, de número de onda ν_{ij} , incide num átomo que se encontre com energia E_j , este é estimulado a emitir um fóton com igual número de onda, desexcitando-se assim para o nível de energia E_i como esquematizado na Figura 1.3. Emergem portanto desta colisão dois fótons com a mesma fase, comprimento de onda, polarização e direcção, como representado na Figura 1.3.

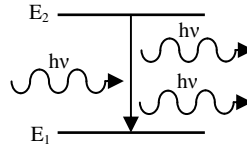


Figura 1.3 Emissão estimulada

A expressão seguinte descreve a taxa a que este fenómeno ocorre. [13]

$$\left(\frac{dN_j}{dt}\right) = -B_{ji}N_ju_\nu \quad (7)$$

O sinal negativo nas três últimas expressões indica que todos estes processos fazem decrescer a população do seu estado inicial. Analogamente ao que se passa com a emissão espontânea, as probabilidades de ocorrer absorção ou emissão estimulada são dadas por $B_{ij}u_\nu$ e $B_{ji}u_\nu$. É de notar que, ao contrário do que acontece com a probabilidade de emissão espontânea, estes dois fenómenos dependem directamente de u_ν .

As três constantes A_{ji} , B_{ij} e B_{ji} são conhecidos como coeficientes de Einstein e são fundamentais para a teoria de laser. Ao determiná-los, Einstein considerou que [13]

- existe equilíbrio termodinâmico entre o campo radiativo e os átomos nele imersos
- a densidade de energia tem as características de um corpo negro à temperatura T
- as populações de ambos os estados abordados obedecem à distribuição de Maxwell-Boltzmann.

Se o sistema está em equilíbrio, então há tantos átomos a transitar do estado i para o estado j como do estado j para o estado i . Então temos que[13]

$$B_{ij}N_iu_\nu = A_{ji}N_j + B_{ji}N_ju_\nu \quad (8)$$

Que pode ser rearranjado para

$$\frac{N_j}{N_i} = \frac{B_{ij}u_\nu}{A_{ji}+B_{ji}u_\nu} \quad (9)$$

Considerando que o sistema obedece à distribuição de Maxwell-Boltzmann e que os dois estados são separados por uma diferença de energia de $h\nu_{ji}$, então

$$e^{\frac{h\nu_{ji}}{k_B T}} = \frac{B_{ij}u_\nu}{A_{ji}+B_{ji}u_\nu} \quad (10)$$

Resolvendo em ordem à densidade de energia espectral vem

$$u_\nu = \frac{\frac{A_{ji}}{B_{ji}}}{\left(\frac{B_{ij}}{B_{ji}}\right)e^{\frac{h\nu_{ji}}{k_B T}} - 1} \quad (11)$$

Portanto, quando T tende para infinito, u_ν também tende. Pela lei do deslocamento de Wien sabemos também que a irradiância espectral para um determinado comprimento de onda I_λ , aumenta com o aumento de T e consequentemente também u_ν . Portanto, para se atingir valores elevados de densidade de energia espectral é imperativo que [13]

$$B_{ij} = B_{ji} = B \quad (12)$$

E sabendo ainda que estas constantes são independentes da temperatura, a condição anterior verifica-se para qualquer valor de T. Podemos também verificar que a probabilidade de ocorrer absorção é semelhante à probabilidade de ocorrer emissão estimulada. A expressão (11), vem então[13]

$$u_\nu = \frac{A}{B} \left[\frac{1}{e^{\frac{h\nu_{ji}}{k_B T}} - 1} \right] \quad (13)$$

Que exhibe uma forma muito semelhante à lei da radiação de Planck

$$I_\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \left[\frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \right] \quad (14)$$

Sabendo que $I_\lambda d\lambda = I_\nu d\nu$, temos então:

$$I_\nu = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \left[\frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \right] \quad (15)$$

Sabendo ainda que [13]

$$I_\nu = \frac{c}{4} u_\nu \quad (16)$$

E comparando a expressão (16) à expressão (15), vemos que

$$\frac{A}{B} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \quad (17)$$

Ou seja, a probabilidade de emissão espontânea é proporcional à de emissão estimulada. Isto implica que ao tentar-se provocar emissão estimulada também se provocará absorção, ou seja, estes processos são concorrenciais. A proporção entre absorção e emissão estimulada varia com ν^3 , pelo que a produção laser de comprimentos de onda muito reduzidos como os raios-x ou raios-gama, é de difícil implementação.

1.1.2 Ganho

Para que a taxa de excitações estimuladas exceda a taxa a que ocorre desexcitação é necessário que a quantidade de átomos com energia E_2 seja superior à de átomos com energia E_1 . Se houver inversão de população o ganho por emissão estimulada excede as perdas por absorção e o feixe, ao atravessar o meio, é amplificado. No entanto, a situação de inversão de população é contrária à distribuição de Boltzmann no equilíbrio [11]. Por este motivo, é necessário prover o meio activo com uma fonte de energia externa capaz de promover os átomos do meio activo ao estado excitado conveniente.

Supondo que um determinado meio activo, onde se gerou inversão de população, é atravessado por um feixe luminoso, a sua densidade espectral u_ν relaciona-se com a irradiância I_ν no intervalo entre ν e $\nu+d\nu$ segundo [11]:

$$u_\nu \Delta\nu = \frac{I_\nu \Delta\nu}{c} \quad (18)$$

Devido a efeitos de alargamento espectral, nem todos os átomos estão disponíveis para emissão ou absorção num dado intervalo de frequências. Por este motivo podemos definir uma fracção disponível ΔN_i da população do estado N_i . Assim a taxa de excitações no meio pode ser descrita por

$$B_{ij} u_\nu \Delta N_i = B_{ij} \left(\frac{I_\nu}{c} \right) \Delta N_i \quad (19)$$

Analogamente a taxa de desexcitações vem

$$B_{ji} u_\nu \Delta N_j = B_{ji} \left(\frac{I_\nu}{c} \right) \Delta N_j \quad (20)$$

Cada transição adiciona ou subtrai um quanta de energia $h\nu$ ao feixe. Resulta portanto que a variação da densidade do feixe no intervalo de frequências $\Delta\nu$ pode ser descrita por [11]

$$\frac{d}{dt}(u_\nu \Delta\nu) = h\nu (B_{ji} \Delta N_j - B_{ij} \Delta N_i) u_\nu \quad (21)$$

Considerando que num intervalo de tempo dt o feixe percorre $dx=c \cdot dt$ e substituindo (18) em (21), observamos que a variação temporal da irradiância do feixe cresce de acordo com

$$\frac{dI_\nu}{dt} = \frac{h\nu}{c} \left(\frac{\Delta N_j}{\Delta\nu} - \frac{\Delta N_i}{\Delta\nu} \right) B_{ij} I_\nu \quad (22)$$

Esta é uma equação diferencial que tem como solução

$$I_\nu = I_{0\nu} e^{g_\nu x} \quad (23)$$

Onde o ganho local g_ν corresponde a

$$g_\nu = \frac{h\nu}{c} \left(\frac{\Delta N_j}{\Delta\nu} - \frac{\Delta N_i}{\Delta\nu} \right) B_{ij} \quad (24)$$

Considerando $\Delta\nu$ como a largura de banda da transição podemos ainda aproximar esta expressão para o máximo da banda de transição [11]

$$g_{max} \approx \frac{h\nu}{c\Delta\nu} (N_j - N_i) B_{ij} = \frac{\lambda^2}{8\pi\Delta\nu} (N_j - N_i) A_{ji} \quad (25)$$

Observa-se que se ocorrer inversão de população $g > 0$ e portanto, de acordo (23), ocorre ganho. Se $N_i > N_j$ temos $g < 0$ e o meio absorve o feixe em lugar de o amplificar. [11] Quando as duas populações se igualam ocorre igual número de absorções e emissões, portanto o meio é transparente. Esta condição designa-se como limiar de inversão. [8]

1.1.3 Sistemas de três e de quatro níveis

Na prática, é impossível produzir inversão de população num sistema com apenas dois níveis de energia, uma vez que a absorção e emissão de um fóton são equiprováveis [12], ou seja, o estado superior depleta-se à mesma taxa a que é bombeado. Usam-se, portanto, esquemas de bombeamento com 3 ou 4 níveis.

O primeiro laser a ser implementado, cujo meio activo era o Rubi ($\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$) [13], fazia uso de um sistema de três níveis que pode ser representado pela Figura 1.4. Num sistema deste tipo, os iões são bombeados do seu estado fundamental E_1 para a banda de bombeamento E_3 . Esta é idealmente constituída por um conjunto de níveis, permitindo o bombeamento num espectro alargado. Daqui os iões transitam rapidamente para um estado de energia inferior E_2 [8], emitindo fónes que se dispersam através da rede cristalina. Caracteristicamente, este é um estado com longo tempo de vida e é por isso chamado estado metaestável. A transição laser ocorre então entre este estado e o fundamental.

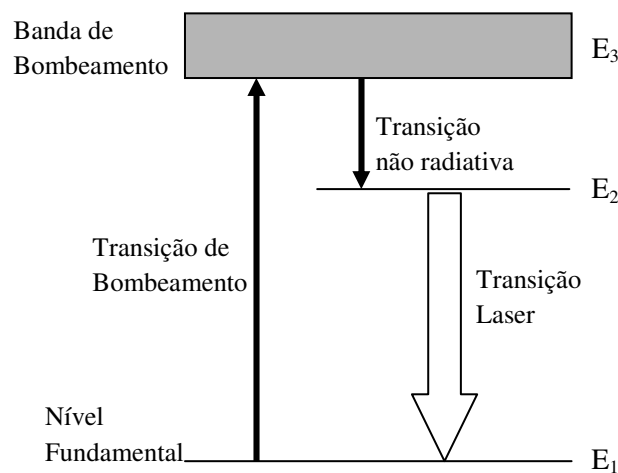


Figura 1.4 Sistema de bombeamento de três níveis

É precisamente o longo tempo de meia vida do estado metaestável que possibilita a inversão de população.

Acontece que a população térmica do estado fundamental é muito elevada quando comparada ao estado E_2 e isto faz com que seja necessário atingir uma população muito elevada no estado E_2 para que se verifique inversão de população. Este facto limita a eficiência energética dos sistemas de três níveis.

A Figura 1.5 representa um sistema de quatro níveis, típico de meios cristalinos ou de vidro dopados com iões de terras raras[8].

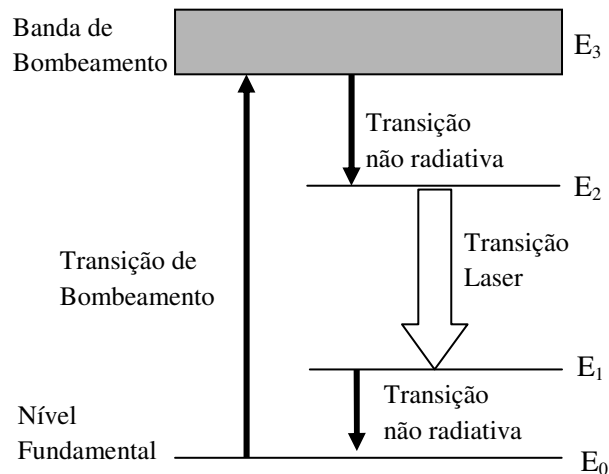


Figura 1.5- Sistema de Bombeamento de quatro níveis

Um sistema de quatro níveis diferencia-se do de três pela transição laser ocorrer entre o estado E_2 e um estado E_1 que se encontra entre E_2 e o estado fundamental E_0 . O estado E_1 decai também rápida e não radiativamente para o nível fundamental E_0 , garantindo que o átomo esteja rapidamente disponível para ser novamente bombeado. Neste tipo de esquema de bombeamento a inversão de população dá-se entre dois níveis energéticos que se encontram acima do estado fundamental. Por este motivo, o processo de inversão de população não exige tanta energia como para o esquema de três níveis. É típico dos sistemas de 4 níveis que o nível E_1 seja bastante superior ao nível E_0 , por forma a que E_1 tenha uma baixa população térmica. Quando isto não acontece, o sistema precisa de ser arrefecido[8]. Quanto maior for a diferença de energia entre o estado fundamental e E_1 , mais eficiente se torna o processo de inversão de população.

1.2 Cavidade de ressonância

Para que se forme um feixe laser sustentado o meio activo deve encontrar-se inscrito numa cavidade de ressonância. Este tipo de construção permite que um feixe que se desloque ao longo do eixo da cavidade a atravessa várias vezes, sendo amplificado a cada passagem. A cavidade de ressonância proporciona desta forma realimentação óptica ao meio activo numa determinada direcção [13]. O sistema passa a constituir então um oscilador com modos próprios.

Consideremos então que o sistema em análise é um cilindro de meio activo colocado entre um espelho plano totalmente reflector na gama de interesse HR (99,99%) e outro parcialmente reflector PR (95% por exemplo) como descrito na Figura 1.6. Se este cilindro for lateralmente bombeado, os seus átomos serão excitados e ocorrerá emissão espontânea em todas as direcções. Os fótons emitidos transversalmente poderão sofrer ainda alguma amplificação mas serão rapidamente dispersos para fora do meio activo.

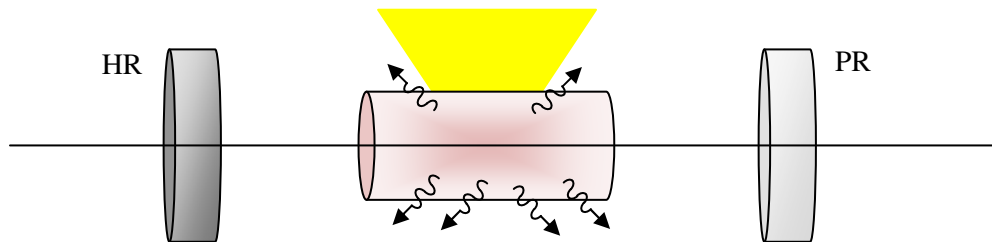


Figura 1.6- Bombeamento de um cristal de laser inscrito numa cavidade ressonante

Os fótons que se propagam longitudinalmente em relação à cavidade, são reflectidos nos espelhos formando assim um feixe colimado que aumenta de intensidade de cada vez que percorre a cavidade como ilustrado na Figura 1.7.

Deste modo, a propagação de feixe nesta direcção é amplificada em detrimento das restantes. Como um dos espelhos é apenas parcialmente reflector, emergirá deste um feixe com um ou mais comprimentos de onda bem definidos dentro de uma banda espectral limitada. Em virtude da propagação ser amplificada apenas numa direcção este feixe será também altamente colimado.

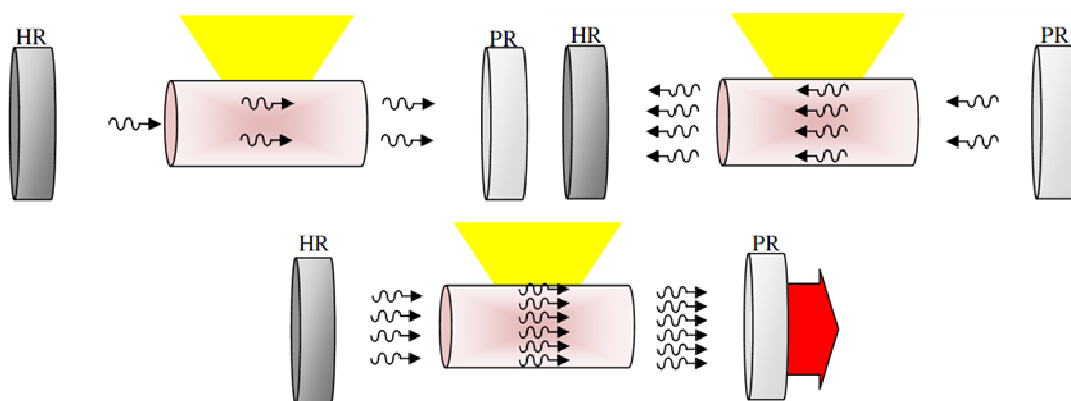


Figura 1.7 -Progressão do feixe na cavidade ressonante

Com as sucessivas reflexões nas faces do cristal estabelecer-se-á um regime de ressonância. Este é caracterizado pela presença de vários modos de oscilação. Estes podem ser longitudinais ou transversais. Uma breve descrição sobre este tema é feita nas secções seguintes.

1.2.1 Diferentes geometrias de cavidade de ressonância

Existem diversas geometrias de cavidade de ressonância, mas esta estrutura essencialmente é constituída por um espelho totalmente reflector e outro parcialmente reflector colocados um de cada lado do meio activo.

A Figura 1.8 mostra várias geometrias de cavidade.

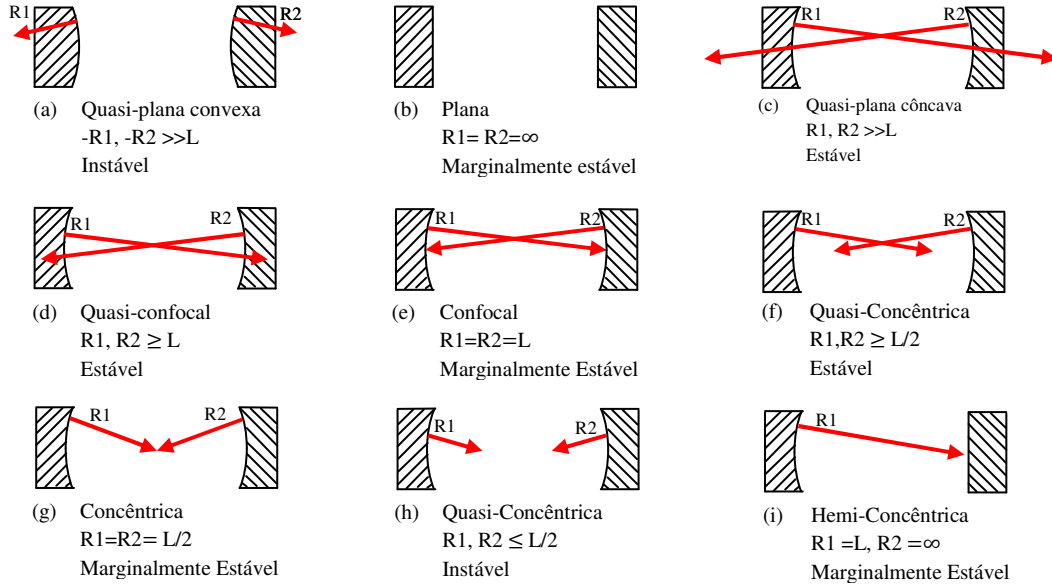


Figura 1.8 Diversas geometrias de cavidade de ressonância

A configuração mais evidente será a de dois espelhos planos (esquema(b) da Figura 1.8) no entanto, existem outras configurações que podem revelar maior interesse prático. Um outro exemplo de cavidade, a cavidade confocal, para a qual se colocam dois espelhos esféricos côncavos geometricamente idênticos à distância dos seus raios de curvatura (esquema (e) da Figura 1.8) permitirá um alinhamento mais fácil.

Constitui-se tendencialmente uma região do feixe com secção recta mínima a que se dá o nome de cintura do feixe. Para este tipo de configuração a divergência para o campo longínquo pode ser aproximada por [13]

$$\phi \approx \frac{1.27\lambda}{D_0} \quad (26)$$

onde D_0 corresponde à cintura do feixe. No caso da cavidade com espelhos planos a divergência do feixe é limitada por difracção e pode ser aproximada por

$$\phi \approx \frac{2.44\lambda}{D_0} \quad (27)$$

onde D_0 representa o diâmetro do feixe.

1.2.2 Condição de Oscilação

Seja I_v a irradiância de um feixe que se propaga num meio activo onde foi gerada inversão de população, crescerá de acordo com a equação (23)[11]. Consideremos ainda, que o meio activo está inserido numa cavidade de ressonância. O feixe sofrerá diversas perdas ao longo do seu percurso por dispersão, absorção e transmissão parcial de radiação nos espelhos, sendo que

geralmente as perdas no meio activo são desprezáveis face às anteriormente referidas. [14]. Para que haja oscilação, o ganho deve ser maior ou igual às perdas, ou seja [11]

$$I_v - I_{0v} \geq \delta I_v \quad (28)$$

Consideremos portanto o exemplo anterior onde temos um feixe de irradiância I_+ que se propaga para a direita ao longo do eixo z de uma cavidade de comprimento L e um feixe com irradiância I_- que se propaga para a esquerda conforme esquematizado na Figura 1.9 [14]

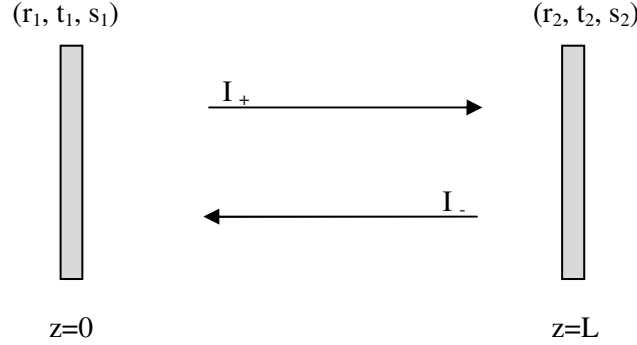


Figura 1.9- Representação esquemática de um feixe que se propaga numa cavidade de ressonância

As grandezas r_i , t_i , e s_i indicadas na Figura 1.9 representam respectivamente a fracção do feixe que é reflectido, transmitido e disperso por cada um dos espelhos. As expressões (29) e (30) expressam a relação entre feixe incidente e reflectido para cada um dos espelhos [14].

$$I_v^{(-)}(L) = r_2 I_v^{(+)}(L) \quad (29)$$

$$I_v^{(+)}(0) = r_1 I_v^{(-)}(0) \quad (30)$$

Sabemos, de acordo com (29), que o feixe que incide no espelho direito tem irradiância:

$$I_v^{(+)}(L) = I_v^{(+)}(0) e^{g(v)L} \quad (31)$$

e que analogamente o feixe que incide no espelho esquerdo tem irradiância:

$$I_v^{(-)}(0) = I_v^{(-)}(L) e^{g(v)L} \quad (33)$$

Considerando as expressões (29) a (33), podemos fazer o seguinte raciocínio

$$\begin{aligned} I_v^{(+)}(0) &= r_1 I_v^{(-)}(0) = r_1 [e^{g_v L} I_v^{(-)}(L)] = r_1 e^{g_v L} [r_2 I_v^{(+)}(L)] = r_1 r_2 e^{g_v L} [I_v^{(+)}(0) e^{g_v L}] \\ &= [r_1 r_2 e^{2g_v L}] I_v^{(+)}(0) \end{aligned}$$

Ou seja

$$I_v^{(+)}(0) = [r_1 r_2 e^{2g_v L}] I_v^{(+)}(0) \quad (34)$$

De onde se pode concluir que a condição para que ocorra oscilação num laser deste tipo é dada por [14]

$$r_1 r_2 e^{2g_v L} = 1 \quad (34)$$

O valor de ganho que satisfaz esta condição é conhecido como limiar de ganho e é dado por

$$g_t = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{r_1 r_2} \right) \quad (36)$$

que para valores de $r_1 r_2$ próximos da unidade pode-se aproximar esta expressão para o primeiro termo da série de Taylor [8]

$$g_t = \frac{1}{2L} (1 - r_1 r_2) \quad (37)$$

1.2.3 Modos longitudinais

Apesar da amplificação que o meio activo proporciona ao feixe, a cavidade atinge um regime estacionário, ou seja, ressoa. A configuração de ondas estacionárias na cavidade é determinada pela distância L entre os espelhos.

A ressonância dá-se quando ocorre um número inteiro m de meios comprimentos de onda entre os espelhos. Isto ocorre quando há um nodo em cada espelho sendo L igual a um múltiplo de $\lambda/2$. Ou seja:

$$m = \frac{L}{\lambda/2} \quad (39)$$

e

$$\nu_m = \frac{mv}{2L} \quad (40)$$

Ocorre portanto uma infinidade de modos longitudinais numa cavidade, cada um com uma frequência distinta ν_m . Modos consecutivos são separados por uma diferença constante

$$\nu_{m+1} - \nu_m = \frac{\nu}{2L} \quad (41)$$

Estes modos apresentam um perfil de frequência muito mais estreito do que a largura de banda da transição espontânea. A transição radiativa disponibiliza um espectro de frequências das quais a cavidade sustenta as que se encontram nas imediações de ν_m . A cavidade, por sua construção, funciona como um selector de modos de oscilação, ou seja, de comprimentos de onda e daí a quase monocromaticidade do feixe emergente.

É portanto possível construir uma cavidade por forma a obter apenas um modo de oscilação fazendo com que a separação entre modos ultrapasse a largura de banda da transição radiativa. Isto pode ser feito diminuindo L . Esta técnica tem a menos valia de limitar o comprimento do meio activo e por consequência a potência do feixe emergente.

1.2.4 Modos Transversais

Ocorre um número limitado de modos perpendiculares ao eixo longitudinal da cavidade de ressonância.[15] Estes são correntemente denominados por TEM_{mn} (*Transverse Electric and Magnetic*) onde m e n denominam o número de nodos nas direcções x e y e podem apenas apresentar números inteiros. No modo TEM_{11} , por exemplo, o feixe emergente apresenta dois nodos mutuamente perpendiculares. Quando o laser opera no seu modo fundamental TEM_{00} , os raios luminosos são reflectidos axialmente entre os dois espelhos da cavidade.

1.2.4.1 Propagação do feixe Monomodo TEM_{00}

Como no modo fundamental não ocorrem nodos, o perfil do feixe é aproximadamente gaussiano, obdecendo a [15]

$$I(r) = I_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega^2}\right) \quad (42)$$

onde $I(r)$ é a irradiância a uma distância r do feixe, I_0 é a irradiância axial e ω é o raio da cintura do feixe. A propagação de um feixe Gaussiano pode ser totalmente definida pelo diâmetro da cintura do feixe ou pela divergência do campo longínquo. Sendo portanto apenas necessário conhecer o diâmetro da cintura do feixe ($2\omega_0$) ou o diâmetro do feixe a uma distância longitudinal z do feixe ($2\omega_z$) para determinar as características de propagação do feixe.

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (43)$$

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2\right) \quad (44)$$

onde

$$z_R = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \quad (45)$$

é conhecido como o alcance de Rayleigh, λ é o comprimento de onda do feixe laser e $R(z)$ é o raio de curvatura da frente de onda à distância z da cintura do feixe. [15]

A frente de onda é plana na cintura mínima do feixe e o alcance de Rayleigh é a distância da cintura ao ponto onde o feixe é mais curvado. Considera-se a região entre a cintura e o alcance de Rayleigh o campo próximo. Para lá de dez vezes a distância de Rayleigh considera-se o campo longínquo. Aqui o feixe diverge num ângulo sólido aproximadamente constante. [15]

1.2.4.2 Factor M^2

No entanto, os feixes de laser não obedecem a funções Gaussianas puras, existindo portanto necessidade de quantificar de algum modo o quão próximo um feixe se encontra de tal função. Neste contexto surge no início dos anos 70 o factor M^2 [15]. Este é definido como a razão entre a divergência num dado regime multimodo e divergência no modo fundamental TEM_{00} , ou seja:

$$M^2 = \left(\frac{\theta_m}{\theta_0} \right) \quad (46)$$

Onde θ_m é a divergência do feixe multimodo, θ_0 a divergência teórica em limite de difracção do modo fundamental.

A intensidade do feixe tem uma distribuição gaussiana ao longo da direcção radial. No entanto é vulgarmente aceite a definição de que o raio do feixe é a distância ao eixo de propagação para a qual a intensidade é $\frac{1}{e^2}$ (aproximadamente 13.5%) daquela que ocorre axialmente. No entanto isto só se aplica ao modo fundamental, sendo que, para modos superiores deve ser aplicado o comprimento de onda artificial $M^2\lambda$ nas equações que se aplicam à propagação de um feixe TEM_{00} .

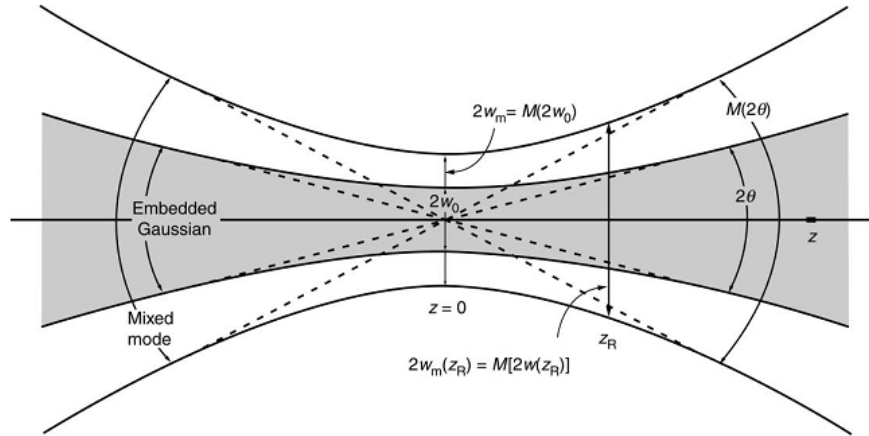


Figura 1.10- Representação esquemática da propagação de um feixe gaussiano

A Figura 1.10 [15] estabelece a comparação entre a propagação de um feixe multimodo e a propagação de um feixe em modo fundamental (cinzento). Podemos verificar que a cintura do feixe multimodo é M vezes superior à do feixe em modo fundamental. A mesma relação se verifica para o ângulo de divergência de ambos os feixes.

1.2.5 Efeito de Lente térmica

Para o correcto dimensionamento de um sistema de laser de estado sólido é conveniente avaliar as propriedades termomecânicas do material. São de particular relevância o seu parâmetro de choque R_T , a sua condutividade térmica κ e da variação do seu índice de refração com a temperatura $\frac{dn}{dT}$. O parâmetro de choque térmico é a resistência do material à fractura quando sujeito a carga térmica [16]. A resistência à fractura do material laser limita a diferença de temperatura máxima de um desenho credível[17] assim como a intensidade de bombeamento. A condutividade térmica é uma medida de quão rapidamente o material dissipa calor. Uma condutividade térmica baixa conduz a temperaturas de operação elevadas, podendo incrementar desexcitações não radiativas[16] interferindo assim com a inversão de população. Apresentam-se os valores característicos destas grandezas para o YAG na Tabela 1.1.

Tabela 1.1- Características termomecânicas do YAG

| κ (W/mK) | R_T (W/m ^{1/2}) | dn/dT (K ⁻¹) |
|-----------------|-----------------------------|----------------------------|
| 10 | 4.6 | 8.9×10^6 |

As mudanças de temperatura conduzem também a alterações no índice de refração do material, quantificadas por $\frac{dn}{dT}$. Um bombeamento não uniforme ou arrefecimento lateral resultam num gradiente radial de temperatura no cristal, gerando assim um gradiente de índice de refração. Este fenómeno é designado por efeito de lente térmica. A potência desta lente depende da condutividade térmica do material e da taxa de variação do seu índice de refração em relação à temperatura.

Para um cilindro uniformemente bombeado, arrefecido lateralmente, desprezando o efeito das tensões no cristal de laser, o poder focal da lente térmica PLT (dioptrias) vem [16]

$$PLT = \frac{1}{f} \approx \frac{P_a}{2\kappa A} \frac{dn}{dT} \quad (52)$$

Onde f é a distância focal da lente térmica, A a área da secção recta do cristal de laser e P_a a potência absorvida no meio activo. De notar que o PLT é proporcional à potência absorvida por unidade de área e à razão de $\frac{dn}{dT}$ sobre κ . Quanto menor esta for, mais potência por unidade de área pode ser absorvida para o mesmo PLT[16].

1.2.6 Geometrias de bombeamento

Regra geral, os meios activos cilíndricos são bombeados axialmente (*end-pumping*) através de uma das faces planas, ou lateralmente (*side-pumping*).

O bombeamento axial apresenta maior eficiência energética uma vez que o feixe de bombeamento é absorvido numa pequena região central do cilindro, conduzindo a uma maior densidade de inversão[18]. Citamos o exemplo de [7] como uma eficiência de 3.9%. Uma maior inversão de população numa região das mesmas dimensões ou interna ao modo fundamental permite ainda uma baixa potência limiar de bombeamento[18].

No entanto, este tipo de bombeamento apresenta uma distribuição térmica não homogénea. Formam-se elevados gradientes térmicos radiais que conduzem a um pronunciado efeito de lente térmica [8], degradando assim a qualidade do feixe.

Nas configurações com bombeamento lateral a eficiência é menor (por exemplo 1.15% em [6]) pois a radiação de bombeamento tem tendência para ser absorvida mais perto da superfície do cristal [18]. Deste modo a sobreposição do feixe de bombeamento com o modo fundamental é menos eficiente. O bombeamento lateral permite distribuição da potência absorvida ao longo de uma área maior, reduzindo assim a carga térmica[18].

2 Métodos de Modelação para Bombeamento Solar de Sistemas de Laser de Estado Sólido

Todos os métodos de simulação desde o mais simples cálculo até à mais elaborada simulação numérica têm por objectivo fazer uma previsão sustentada da realidade, poupando dessa forma recursos limitados. No decorrer deste trabalho foram empregues diversas ferramentas de simulação que neste capítulo serão apresentadas. Falamos essencialmente de aplicações de desenho tridimensional, simulação óptica por traçado de raios e análise de elementos finitos.

Foi utilizado o modo não sequencial da aplicação ZemaxTM, cujas capacidades de traçado de raios permitem modelar e otimizar a cadeia de bombeamento e a absorção no meio activo. Esta aplicação permite prever o percurso de raios luminosos, oriundos de uma fonte previamente definida. Variando a posição, parâmetros geométricos, e propriedades ópticas dos vários elementos de um determinado sistema de bombeamento é possível modelá-lo com realismo e chegar a uma configuração óptima. Esta é verificada pela análise numérica da interacção dos raios traçados com os elementos detectores que o utilizador defina. Para os sistemas de bombeamento solar de lasers de estado sólido, o objectivo da optimização é frequentemente o melhor compromisso entre a absorção total de potência óptica no meio activo e a sua distribuição.

A aplicação ZemaxTM compreende originalmente uma abrangente lista de elementos ópticos. No entanto, a especificidade de alguns sistemas ópticos exige a utilização de geometrias diferentes das inicialmente fornecidas com a aplicação. Como suprimento desta necessidade, esta ferramenta permite a incorporação de desenhos tridimensionais concebidos com aplicações adequadas a este fim.

O programa AUTOCADTM foi utilizado para a concepção e desenho técnico de elementos ópticos específicos às configurações de bombeamento apresentadas. Foram também desenhados em AUTOCAD os componentes mecânicos da cabeça de laser produzida no âmbito desta dissertação.

A partir dos dados de absorção calculados numericamente em ambiente ZemaxTM a aplicação LASCADTM disponibiliza diversos cálculos essenciais ao correcto dimensionamento de uma cavidade de ressonância.

A aplicação LASCADTM procede à análise de elementos finitos do meio activo permitindo conhecer o perfil térmico, tensões e deformações do meio activo. Calcula ainda a potência do feixe emergente da cavidade de ressonância em função da potência de bombeamento e da reflectividade do espelho de saída assim como as características de propagação do feixe laser.

2.1 Zemax

O programa de simulação ZemaxTM aplica os métodos de simulação de Monte Carlo ao traçado de raios em sistemas ópticos [19]. Esta aplicação pode ser utilizado em dois modos diferentes: sequencial e não sequencial. No modo sequencial, os raios são traçados de superfície para superfície por uma ordem previamente estabelecida [20]. Este modo é mais adequado a sistemas paraxiais. No modo não sequencial, cada raio que é emitido por uma fonte luminosa é traçado ao longo de um percurso fisicamente viável até atingir um objecto. Aí pode ser refractado reflectido ou absorvido. O percurso feito pelos raios não obedece a uma ordem pré-estabelecida e o mesmo objecto pode ser atingido várias vezes[20].

Os objectos que se podem definir em ZemaxTM dividem-se em três grupos:

Fontes luminosas: objectos que emitem os raios luminosos que interagem com os outros componentes

Elementos ópticos: objectos onde os raios são refractados, reflectidos ou absorvidos no seu percurso entre a fonte e o detector.

Detectores: Volumes ou superfícies onde os raios incidem e que fornecem informação quantitativa e qualitativa sobre estes.

Estes três elementos chave permitem desenhar e parametrizar toda a cadeia de bombeamento dos sistemas de laser solar abordados neste trabalho. Através de uma interface de formulários é possível definir a posição translacional e rotacional destes objectos no espaço bem como diversos parâmetros ópticos e geométricos de cada um. Segue-se uma descrição mais detalhada da metodologia empregue na modelação dos sistemas abordados.

2.1.1 Fontes luminosas

Podem ser definidos vários tipos de fonte luminosa, como ilustrado na Figura 2.1

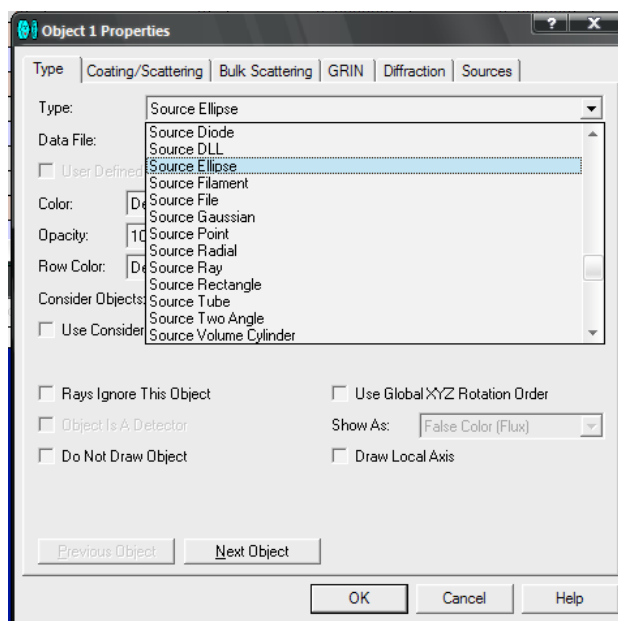


Figura 2.1- Tipos de fonte luminosa na aplicação ZemaxTM

A aplicação permite introduzir fontes tridimensionais representativas de componentes típicos como díodos ou filamentos. Permite também a selecção de fontes com formatos geométricos mais gerais como fontes pontuais, quadradas ou elípticas [20].

Para além do posicionamento tridimensional e da rotação segundo os três eixos, é possível em qualquer fonte atribuir valores às seguintes variáveis: número de raios traçados no ambiente de visualização, número de raios considerados na análise física do sistema, potência total emitida pela fonte. É também possível parametrizar o espectro emitido pelas fontes luminosas definindo comprimentos de onda e atribuindo-lhes pesos relativos como demonstrado na Figura 2.2.

| Use | Wavelength (μm) | Weight | Use | Wavelength (μm) | Weight |
|-------------------------------------|-----------------|--------|-------------------------------------|-----------------|--------|
| <input checked="" type="checkbox"/> | 0.52700000 | 65 | <input checked="" type="checkbox"/> | 0.79000000 | 67 |
| <input checked="" type="checkbox"/> | 0.53100000 | 70 | <input checked="" type="checkbox"/> | 0.79300000 | 66 |
| <input checked="" type="checkbox"/> | 0.56800000 | 82 | <input checked="" type="checkbox"/> | 0.80300000 | 65 |
| <input checked="" type="checkbox"/> | 0.57800000 | 87 | <input checked="" type="checkbox"/> | 0.80500000 | 64 |
| <input checked="" type="checkbox"/> | 0.58600000 | 88 | <input checked="" type="checkbox"/> | 0.80800000 | 63 |
| <input checked="" type="checkbox"/> | 0.59200000 | 88 | <input checked="" type="checkbox"/> | 0.81100000 | 62 |
| <input checked="" type="checkbox"/> | 0.73200000 | 81 | <input checked="" type="checkbox"/> | 0.81500000 | 61 |
| <input checked="" type="checkbox"/> | 0.73600000 | 80 | <input checked="" type="checkbox"/> | 0.82000000 | 60 |
| <input checked="" type="checkbox"/> | 0.74300000 | 80 | <input checked="" type="checkbox"/> | 0.86500000 | 49 |
| <input checked="" type="checkbox"/> | 0.74600000 | 78 | <input checked="" type="checkbox"/> | 0.88700000 | 46 |
| <input checked="" type="checkbox"/> | 0.75300000 | 77 | <input type="checkbox"/> | 0.55000000 | 1 |
| <input checked="" type="checkbox"/> | 0.75800000 | 76 | <input type="checkbox"/> | 0.55000000 | 1 |

Select -> F, d, C (Visible) Primary: 1

OK Cancel Sort
Help Save Load

Figura 2.2- Programação do espectro solar na aplicação Zemax™

As fontes elípticas são as que se consideraram mais adequadas à verosímil modelação dos sistemas abordados. A este tipo de fontes pode ser atribuída uma distribuição Gaussiana ou uma distribuição co-sinusoidal. Para os casos abordados foi usada uma distribuição co-sinusoidal da forma [20]

$$I(\theta) \approx I_0(\cos\theta)^{C_n} \quad (53)$$

onde C_n pode ser qualquer valor maior ou igual a 1. Quanto maior for C_n , mais estreita será a distribuição. Esta variável corresponde ao campo “cosine exponent” na interface ZEMAX™.

O número de raios a utilizar na simulação é um parâmetro chave no processo de modelação do sistema. Se o número de raios utilizado for demasiado reduzido, o resultado final será pouco preciso. Se, pelo contrário, o número de raios for demasiado elevado o resultado será bastante preciso mas à custa de um elevado tempo de execução. A questão centra-se no facto de que a exactidão do modelo aumenta com o número de raios mas só até um ponto. A partir daí, o aumento do número de raios reflecte-se apenas num aumento do tempo de simulação, sem que ocorra um acréscimo significativo da exactidão do modelo. Um procedimento adequado para encontrar o número de raios ideal será aumentar sucessivamente o seu número até que o valor de radiação incidente ou absorvida no detector utilizado convirja[19].

2.1.2 Elementos Ópticos

É disponibilizado um extenso conjunto de elementos ópticos que podem reflectir, refractar ou absorver a radiação neles incidente.

No caso de se pretender que um elemento funcione como um reflector, deve seleccionar-se a opção “mirror” no campo “material” do formulário de interface. Para um elemento que absorva a totalidade da luz nele incidente, a escolha do material deve ser “absorb” [19].

No caso de se pretender um elemento refractor há que seleccionar um material da listagem “Glass Catalog”, ou especificar um tipo de material novo [19]. A aplicação Zemax™ permite

também a actualização de parâmetros num material refractor pré-definido, particularmente no que respeita aos parâmetros de transmissão ou absorção como ilustrado na Figura 2.3.

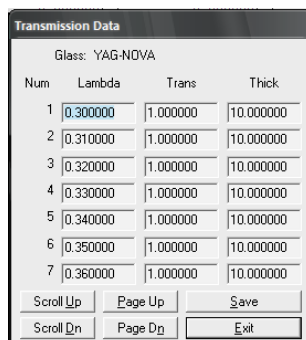


Figura 2.3- Programação do espectro de absorção de meio cristalino na aplicação Zemax™

É ainda possível definir a reflectividade e propriedades de dispersão de qualquer elemento no formulário “Coating/Scattering” do formulário de propriedades do objecto em questão. Dependendo do objecto, é possível definir o mesmo tipo de reflectividade para todas as faces ou para um conjunto delas.

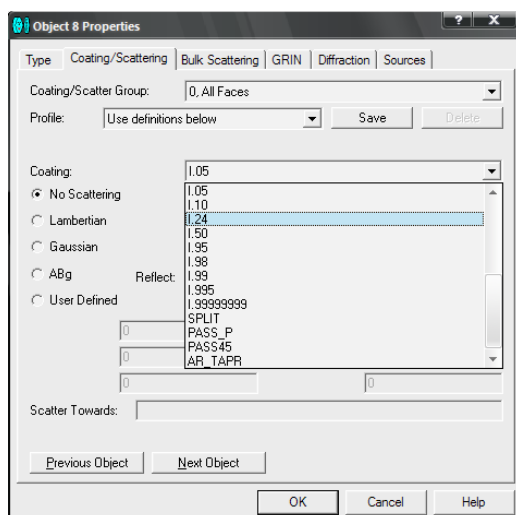


Figura 2.4- Programação de reflectividade na aplicação Zemax™

A selecção de coating ilustrada na Figura 2.4 corresponde a uma reflectividade de 76% para todas as faces de um objecto.

Para definir um objecto com formato que não conste da lista original é escolhido um objecto do tipo “*STL Object*”. O formato STL é vulgarmente suportado por programas de desenho mecânico assistido por computador (CAD). Uma vez desenhados, estes objectos são modelados na forma de um conjunto de triângulos e exportados num formato legível pelo Zemax™ [20]. No caso do trabalho apresentado, a aplicação CAD utilizado foi o Autocad 2007™.

2.1.3 Detectores

A maioria dos elementos ópticos disponíveis no Zemax™ podem ser determinados como detectores. No entanto, ao contrário dos detectores predefinidos da aplicação, permitem apenas conhecer a totalidade da potência neles incidente. Os detectores predefinidos do Zemax™ são o detector rectangular, o detector superfície e o detector volume. Estes objectos têm a função de registar a radiação neles incidente e a interacção desta com o material do detector. Utilizando-os, obtém-se imagens da distribuição de potência incidente ou absorvida segundo uma ou duas dimensões.

Um detector rectangular fornece dados sobre a irradiância coerente e incoerente, coerência de fase, intensidade radiante e distribuição espacial e angular da radiação [20]. O detector pode ser translaccionado e rodado segundo os três eixos e pode ser colocado tanto no exterior como no interior de qualquer objecto. A sua resolução pode ser ajustada pelo número de píxeis. Naturalmente, um maior número de píxeis exige maior tempo de simulação. É possível limitar o ângulo de incidência da radiação detectada bem como a sua polarização. Pode-se ainda parametrizar o detector para ignorar a radiação incidente numa das faces.

Os detectores superfície podem ser parametrizados como elipses, círculos, anéis ou calotes esféricas ou asféricas. O detector de superfície é mais limitado na variedade de informação que pode fornecer, detectando apenas a radiação incidente ou absorvida [19]. É possível determinar o número de divisões angulares radiais e ignorar a radiação incidente numa das faces [20].

Os detectores volume podem ser definidos apenas como paralelepípedos. O detector volume permite fazer simulações tridimensionais da radiação neles incidente e a sua absorção [20]. Para obter informação sobre a absorção de radiação num objecto de formato diferente pode-se colocar um detector volume à volta do objecto em questão e assignar-lhe o mesmo material que o meio que envolve o objecto. É possível determinar o número de vóxeis num detector tridimensional [20], sendo que a sua quantidade determina a exactidão e o tempo que é despendido na simulação. Não se obtém, no entanto, uma imagem tridimensional da absorção ou incidência de radiação num objecto [19]. As imagens que se obtém são exclusivamente bidimensionais mas podem-se determinar planos diferentes do mesmo detector volume. Os dados obtidos no detector volume podem ser exportados sob o formato de ficheiro de texto e interpretado por programas de análise de elementos finitos como o LASCADTM.

2.2 LascadTM

Para a modelação de cavidades de ressonância neste trabalho foi utilizada a aplicação Lascad 3.3TM. Este programa integra um conjunto de ferramentas de desenho e optimização de cavidades de ressonância. Todas estas procedem da análise de elementos finitos. Como descrito no esquema da Figura 2.5, os resultados imediatos da análise de elementos finitos são a distribuição tridimensional temperatura, carga térmica e tensões no meio activo, entre outras.

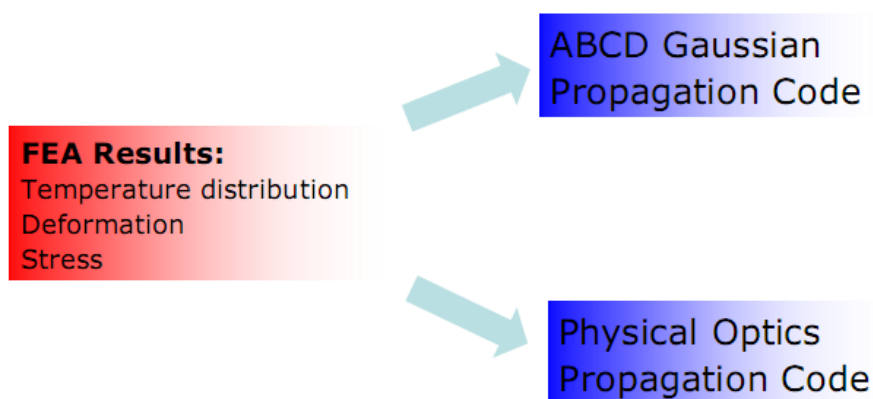


Figura 2.5- Organigrama das várias opções de tratamento de dados na aplicação LasCADTM [21]

A partir da análise de elementos finitos esta aplicação disponibiliza ao utilizador dois métodos distintos para o cálculo das características do feixe emitido pela cavidade em questão: o algoritmo Physical Optics e o algoritmo ABCD Gaussian. O algoritmo Physical Optics calcula em três dimensões toda a propagação da frente de onda pelo meio cristalino ao longo de diversas passagens [22]. A elevada capacidade de computação que este método exige conduziria a simulações com duração de várias horas, pelo que se optou pelo algoritmo ABCD Gaussian para o qual bastam alguns minutos. Este faz um ajuste parabólico dos efeitos de lente térmica e

inclui-os no cálculo de propagação de feixes gaussianos [22]. São disponibilizadas uma série de geometrias diferentes com distribuições de bombeamento típicas. Para além desta modalidade o programa aceita dados numéricos oriundos de programas de traçado de raios como ZemaxTM ou TraceProTM. Para este caso, o programa dispõe apenas de formatos de meio activo cilíndricos ou paralelepípedicos, cujas dimensões são ajustáveis. Também é possível definir diversos tipos de arrefecimento e ajustar o número de elementos finitos em que o meio activo é dividido para análise. Neste trabalho utilizam-se cerca de 110 000 elementos finitos na análise do meio activo. Obtém-se, deste modo, um tempo de simulação razoável, sem prejuízo da veracidade dos resultados.

Os dados da análise de elementos finitos são usados para implementar determinada configuração da cavidade de ressonância. Para isto são definidas as dimensões e posições dos componentes da cavidade ressonante. Carrega-se então no simulador de cavidades de ressonância o resultado da análise de elementos finitos, que na linguagem do programa é designada como lente térmica (a amarelo na Figura 2.6).

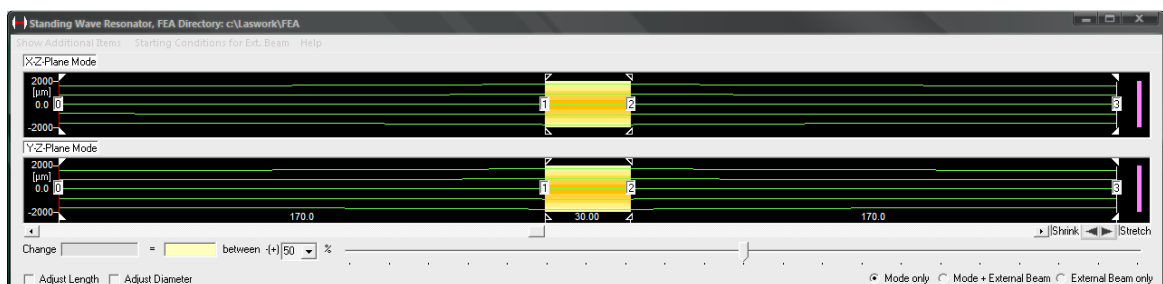


Figura 2.6- Simulação de cavidade de ressonância em ambiente LasCADTM

Para os casos abordados nos trabalhos desta dissertação, estudou-se um meio activo cilíndrico de Nd:YAG numa configuração típica de cavidade de ressonância (dois espelhos alinhados paralelamente ao eixo longitudinal do cilindro. A partir daqui o programa pode calcular a propagação do feixe e é possível obter o perfil da secção do feixe laser, projectado num detector com distância definida pelo utilizador. Por área de projecção do feixe entende-se aquela que é limitada pela elipse onde o feixe decai para $1/e^2$ da sua potência máxima.

Esta aplicação tem ainda a capacidade de calcular a potência de saída do feixe em função da reflectividade do espelho de saída, o que permite otimizar este parâmetro da cavidade de ressonância. É igualmente disponibilizado o cálculo da potência de saída em função da potência absorvida pelo meio activo. Deste modo, é possível determinar aproximadamente a eficiência de declive do laser, ou seja, a potência laser produzida em função da potência solar de entrada (considerada no foco do concentrador primário), e com isto obter então o valor da potência solar limiar para emissão laser.

3 Sistema de bombeamento com Guia de Onda Cilíndrica e concentrador *V-Groove*

Tem sido demonstrado o interesse de vários autores [4, 9, 10] em esquemas de laser solar bombeados lateralmente devido à qualidade de feixe que estes sistemas proporcionam e pela sua inerente escalabilidade [8]. Foram inclusivamente construídos diversos esquemas deste tipo neste laboratório [9, 10].

O bombeamento de cilindros de laser de pequeno diâmetro (3, 4mm) é difícil mas atraente para investigadores de laser solar, pois para além de reduzir o custo, torna o meio activo mais resistente a tensões térmicas [9] e também proporciona uma melhor qualidade do feixe [4].

Em vários trabalhos de bombeamento lateral anteriores [4, 9, 10] são propostos concentradores secundários com formatos 2D-CPC ou elípticos. Este trabalho pretende apresentar uma alternativa de mais simples maquinaria em que a concentração secundária é feita por um concentrador *V-groove*.

3.1 Conceito

A radiação solar é inicialmente colectada por um espelho parabólico. Na mancha focal do espelho é colocada uma guia de onda cilíndrica de Sílica Fundida. Esta conduz a luz solar concentrada a uma cavidade concentradora em forma de V que proporciona multipassagem da radiação de bombeamento num cilindro de Nd:YAG. Para o eficiente arrefecimento do meio activo, este encontra-se imerso em água. A eficiência do volume inundado é significativamente aumentada se este estiver ligado a um sistema de circulação de água. São colocados dois espelhos, um totalmente reflector e outro parcialmente reflector, de modo a formar uma cavidade de ressonância ao longo do eixo longitudinal do cristal de laser.

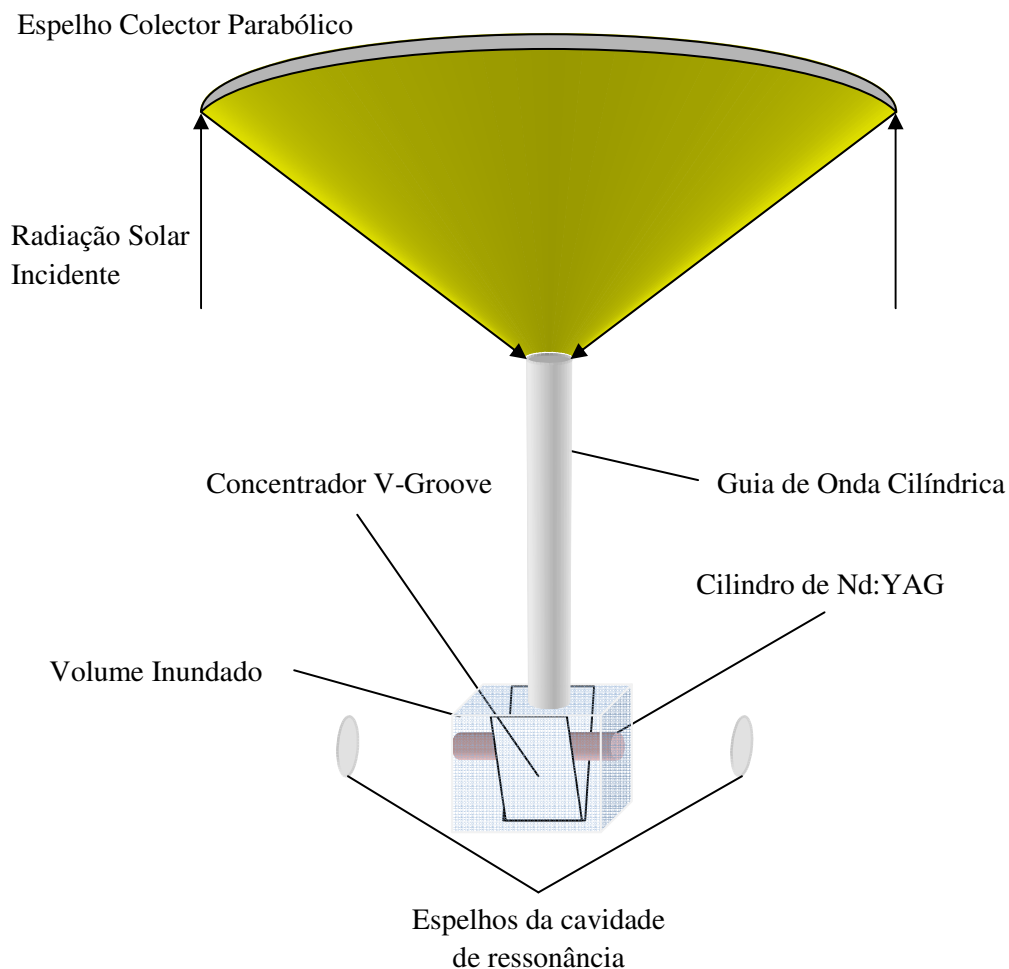


Figura 3.1- Esquema de bombeamento com guia de onda cilíndrica e concentrador V-Groove

Os elementos ópticos descritos na Figura 3.1, com excepção dos espelhos da cavidade de ressonância, foram alvo de modelação por traçado de raios com a aplicação ZemaxTM. Procedeu-se ainda à optimização do seu posicionamento relativo e de alguns parâmetros geométricos dos próprios elementos. Para a modelação da cavidade de ressonância empregou-se a aplicação LASCADTM.

3.2 Modelação e Optimização

Nesta secção serão descritos os procedimentos empregues na modelação e optimização do conceito descrito na secção 3.1.

3.2.1 Fonte

Para uma simulação realista deste conceito de bombeamento, é essencial uma boa modelação da sua fonte primária de energia: o Sol.

O Sol tem um raio de $R_S=6.950 \times 10^8$ m e está a uma distância da Terra de $D_{TS}=1.496 \times 10^{11}$ m [23], conforme esquematizado na Figura 3.1 Por estes motivos não se pode considerar o Sol como uma fonte pontual.

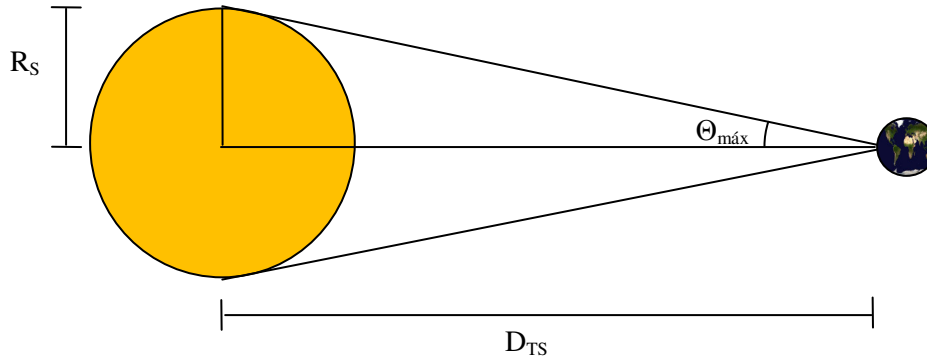


Figura 3.2- Representação esquemática do semi-ângulo solar

Os raios incidentes na terra terão um ângulo dado por (54)

$$\theta_{m\acute{a}x} = \arctg\left(\frac{R_S}{D_{TS}}\right) \quad (54)$$

que para os valores considerados é de $\theta_{m\acute{a}x}=0.27^\circ$. Este valor relaciona-se com o parâmetro “cosine exponent” da aplicação ZemaxTM. Para obter este ângulo máximo usou-se o valor 8×10^4 .

O sol dispõe ainda de uma temperatura de corpo negro de 5780K. No entanto, a radiação solar na superfície terrestre não corresponde ao espectro dado pela distribuição de Planck para esta temperatura, uma vez que várias bandas do seu espectro são filtradas pelos gases da atmosfera, como indica o gráfico da Figura 3.2 onde são apresentados os dados da ASTM para AM1.5 [24].

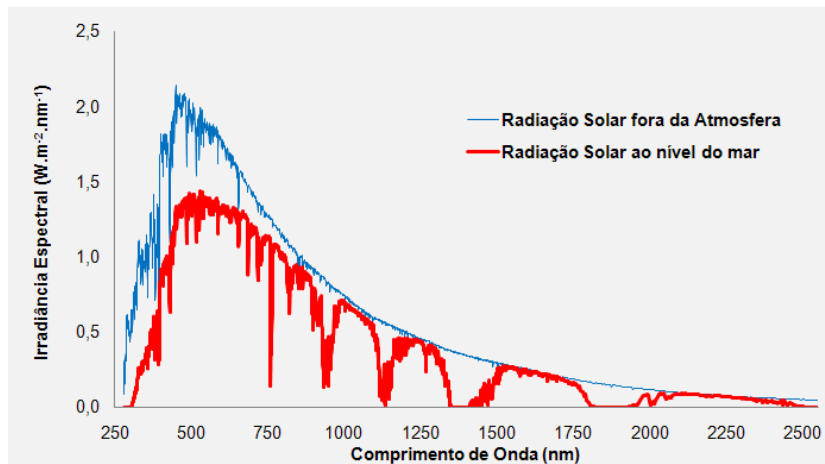


Figura 3.3- Representação gráfica da relação entre o espectro solar acima da atmosfera e à superfície da terra.

Para a modelação são considerados 22 picos de absorção para 1.1% Nd:YAG cujos comprimentos de onda centrais são 527nm, 531nm, 568nm, 578nm, 586nm, 592nm, 732nm, 736nm, 743nm, 746nm, 753nm, 758nm, 790nm, 793nm, 803nm, 805nm, 808nm, 811nm, 815nm, 820nm, 865nm e 880nm. A irradiância solar para estes picos pôde ser consultada no espectro AM1.5 e os seus valores usados na definição dos comprimentos de onda da fonte. Estes podem ser consultados no Anexo 1.

Num estudo efectuado por Weksler et al [3], foi considerado que a sobreposição deste espectro com o espectro de absorção do Nd:YAG é de 14%. Considerou-se uma fonte circular de 760mm de raio, de acordo com as dimensões de entrada do colector parabólico usado. Portanto, para uma irradiância solar média à superfície da terra de 900W/m^2 , concordante com diversa literatura afim [4, 25, 26], esta área circular colecta 1630W dos quais apenas 14% são úteis para bombeamento do Nd:YAG. Por este motivo considerou-se uma potência na fonte de 227W.

3.2.2 Concentração Primária de luz solar

Para a colecção e concentração primária de luz solar seleccionou-se um espelho parabólico com 1.52m de diâmetro e distância focal 66cm. A forma geral do seu perfil é dada por

$$y = ax^2 \quad (53)$$

Onde y e x são coordenadas dos pontos da superfície reflectora conforme descrito na Figura 3.4

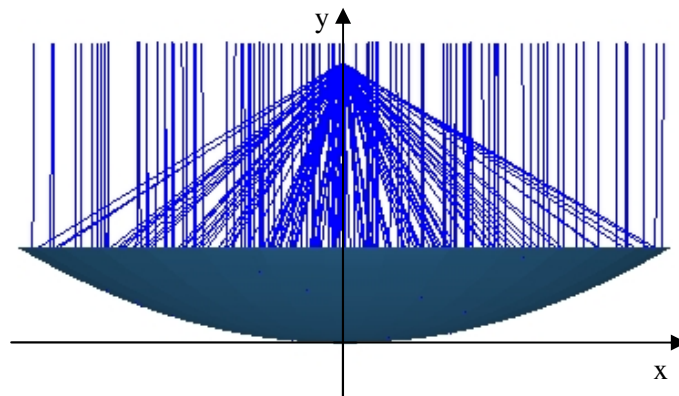


Figura 3.4- Perfil do Concentrador Primário (espelho parabólico)

A constante a que surge em (53) é designada abertura da parábola. Esta relaciona-se com a distância focal do espelho parabólico mediante

$$f = \frac{1}{4a} \quad (54)$$

Pelo que a relação (53) vem então

$$y = \frac{x^2}{4f} \quad (55)$$

Se o feixe incidente na parábola fosse totalmente colimado, todos os raios seriam concentrados num único ponto. No entanto, como abordado na secção anterior, a radiação solar apresenta um semi-ângulo de $\sim 0.27^\circ$ [26]. Acontece portanto que se observa uma mancha focal em lugar de um ponto focal. Consideremos o esquema da Figura 3.5.

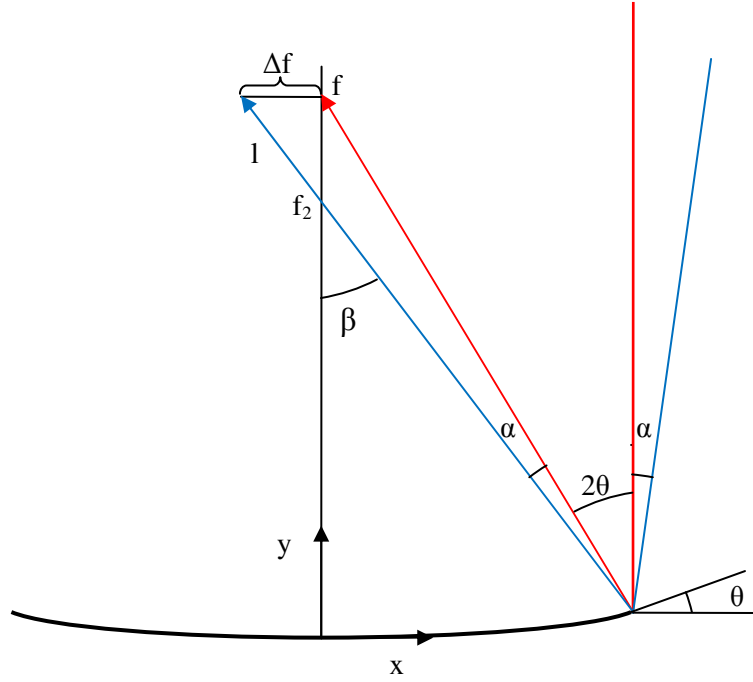


Figura 3.5- Representação esquemática da influência do semiângulo de entrada sobre o diâmetro da mancha focal

O raio incidente paralelo ao eixo da parábola (a vermelho) sofre uma reflexão de Snell cruzando o eixo da parábola no foco [19]. O raio reflectido faz um ângulo de 2θ com o raio incidente, sendo que θ é a inclinação do segmento da parábola onde se dá a reflexão. O raio incidente com um semi-ângulo de α (a azul) sofre igualmente uma reflexão de Snell, portanto o raio reflectido faz com a vertical um ângulo:

$$\beta = 2\theta + \alpha \quad (56)$$

e cruza o eixo da parábola no ponto f_2 e atinge o plano focal a uma distância Δf do foco. Verifica-se, portanto, que

$$f_2 = y + \frac{x}{\tan \beta} \quad (57)$$

onde x e y são as coordenadas do ponto onde se dá a reflexão. Podemos ainda constatar que [19]

$$\Delta f = l \sin \beta \quad (58)$$

e que a distância entre o foco da parábola e f_2 pode ser representada como

$$f - f_2 = l \cos \beta \quad (59)$$

A expressão (58) pode ser reformulada como

$$\Delta f = (f - f_2) \tan \beta \quad (60)$$

Que, substituindo f_2 segundo a expressão (57), vem[19]

$$\Delta f = (f - y) \tan \beta - x \quad (61)$$

Portanto, se o ponto (x, y) for a extremidade da parábola com inclinação θ , o diâmetro da mancha focal

$$D_{mf} = 2((f - y) \tan \beta - x) \quad (62)$$

O espelho parabólico considerado neste trabalho tem as seguintes características

Tabela 3.1– Características do espelho parabólico

| $Y_{\text{máx}}(\text{m})$ | $X_{\text{máx}}(\text{m})$ | $f(\text{m})$ | $\Theta_{\text{máx}}(^{\circ})$ |
|----------------------------|----------------------------|---------------|---------------------------------|
| 0.222 | 0.76 | 0.66 | 30.01 |

Aplicando os dados da Tabela 3.1 e um semi-ângulo solar $\alpha=0.27^{\circ}$, obtemos $D_{\text{mf}} \approx 15.2\text{mm}$.

Podemos ainda verificar a distribuição angular na zona focal através de simulação ZemaxTM.

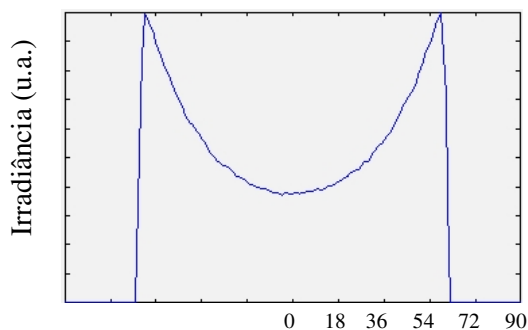


Figura 3.6- Resultados de simulação Zemax para a distribuição angular da radiação solar no foco do espelho parabólico

Analisando a Figura 3.6 , observa-se o limite próximo de $\beta=60.29^{\circ}$ e que a quantidade de raios que incide no foco perto deste limite é consideravelmente superior à quantidade de raios que atingem o foco com direcção próxima ao eixo da parábola .

Medições levadas a cabo em trabalhos anteriores deste laboratório permitiram aferir uma reflectividade do espelho parabólico disponível de 76%, o que nos deixa com uma potência útil no foco de 172,52 W.

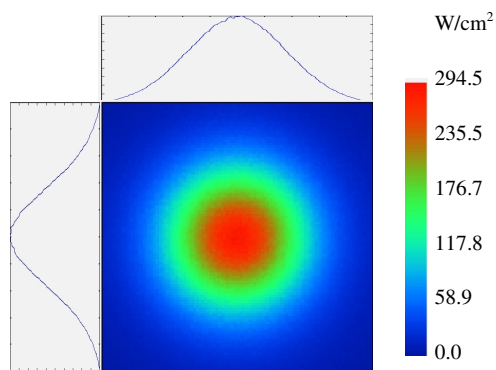


Figura 3.7- Distribuição da irradiância no foco do espelho parabólico.

Constata-se que a distribuição espacial de potência no foco é aproximadamente gaussiana como evidenciado pela Figura 3.7. Usou-se para o efeito um detector quadrado com 15.2mm de lado. Aqui os resultados da simulação divergem ligeiramente dos cálculos iniciais, uma vez que a potência total que chega ao detector é ligeiramente inferior ao calculado. Colocando um detector quadrado com 30mm de lado o resultado aproximou-se muito mais do valor calculado de 172.52W. A Tabela 3.2 evidencia a relação entre o valor calculado e os valores simulados.

Tabela 3.2– Comparação do valor de potência no foco calculado e valores simulados

| Valor Calculado (W) | Valor simulado com detector de 15.2mm de lado (W) | Valor simulado com detector de 30mm de lado (W) |
|---------------------|---|---|
| 172.52 | 161.2 | 172.3 |

O valor para o detector de 15.2mm de lado é cerca de 6% inferior. O que significa que 94% da radiação solar concentrada se encontra contida num diâmetro de 15.2mm.

3.2.3 Transmissão

Para transmitir o feixe de luz solar concentrada do foco da parábola até à cavidade V-groove seleccionou-se uma guia de onda cilíndrica de Sílica Fundida.

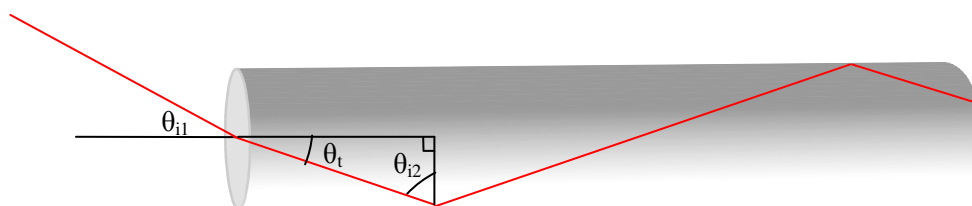


Figura 3.8 Representação esquemática da transmissão de um raio luminoso dentro de uma guia de onda cilíndrica

A condução de luz através de uma guia de onda dá-se por reflexão total interna. Considerando que um raio que se propaga no ar incide na face plana de um cilindro com dimensões muito superiores ao comprimento de onda, como esquematizado na Figura 3.8, este é refractado. Seguirá então até encontrar a face curva do cilindro. Se a incidência ocorrer a um ângulo superior ao ângulo crítico θ_c tal que [13]

$$\theta_c = \arcsen\left(\frac{n_a}{n_f}\right) \quad (63)$$

onde n_a é o índice de refração do ar e n_f é o índice de refração do material que compõe a guia de onda, o raio sofre reflexão total interna. Considerando que o índice de refração da Sílica é $n_a=1,458$ e que o índice de refração do ar é $n_f \approx 1$, o ângulo crítico será $\theta_c = 43,3^\circ$.

Podemos considerar como limite genérico do estágio anterior do sistema, um ângulo de incidência de 60° relativamente à face plana da guia de onda. Segundo a lei de Snell-Descartes este será refractado para θ_t tal que:

$$\theta_t = \arcsen\left(\frac{\sin(60^\circ)}{n_f}\right) = 36.44^\circ \quad (64)$$

Que corresponde, como evidenciado na Figura 3.8, a um ângulo de incidência na face curva do cilindro de:

$$\theta_{i2} = 90^\circ - \theta_t = 53,56^\circ \quad (65)$$

que é superior ao limite mínimo para reflexão total interna de $43,3^\circ$. Como o ângulo de reflexão é igual ao ângulo de incidência, este feixe pode propagar-se ao longo da guia sofrendo apenas perdas por absorção e dispersão.

O acoplamento da guia de onda ao foco da parábola foi simulado por traçado de raios em ambiente ZemaxTM. Verifica-se pela Figura 3.9 não só o bom acoplamento da luz solar

concentrada mas também que o cilindro de sílica fundida efectivamente guia a radiação de bombeamento incidente, por reflexão total interna.

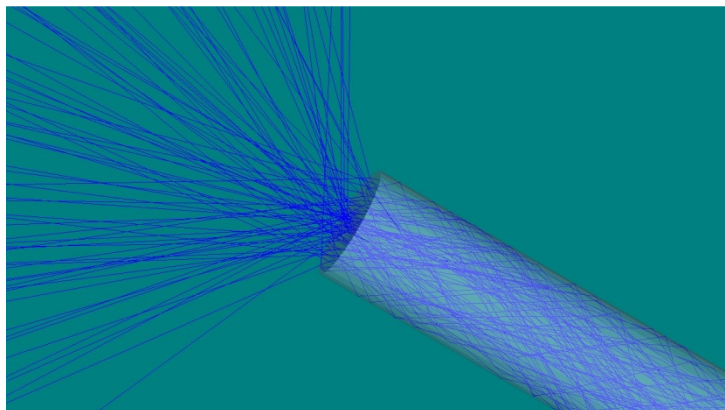


Figura 3.9- Acoplamento da radiação proveniente do concentrador primário à guia de onda cilíndrica

Seguidamente, analisaremos o que se passa na guia de onda quanto às perdas em ambas as interfaces e às perdas ao longo da guia. Analisaremos como evolui ao longo da guia a distribuição angular do feixe.

3.2.3.1 *Análise da performance de potência da guia cilíndrica*

Na interface do foco da parábola com a guia de onda ocorre perda de potência óptica, principalmente porque os raios incidentes na superfície plana da guia de onda não são totalmente refractados. A Tabela 3.3 mostra os resultados de simulação ZemaxTM para a potência óptica imediatamente antes e depois da face plana da guia.

Tabela 3.3– Valores simulados de perdas no acoplamento do foco do concentrador primário à guia de onda cilíndrica

| Potência Óptica Antes da Face de Entrada (W) | Potência Óptica logo após a Face de Entrada (W) | Fracção do feixe não transmitida (%) |
|--|---|--------------------------------------|
| 161,8 | 154,3 | 4,6 |

Ao longo da guia ocorrem igualmente perdas de potência, provavelmente por dispersão e absorção. Para verificar estas perdas procedeu-se a um estudo de simulação que consistiu em medir a potência transmitida pela guia imediatamente após a entrada e em intervalos de 10mm até imediatamente antes da saída.

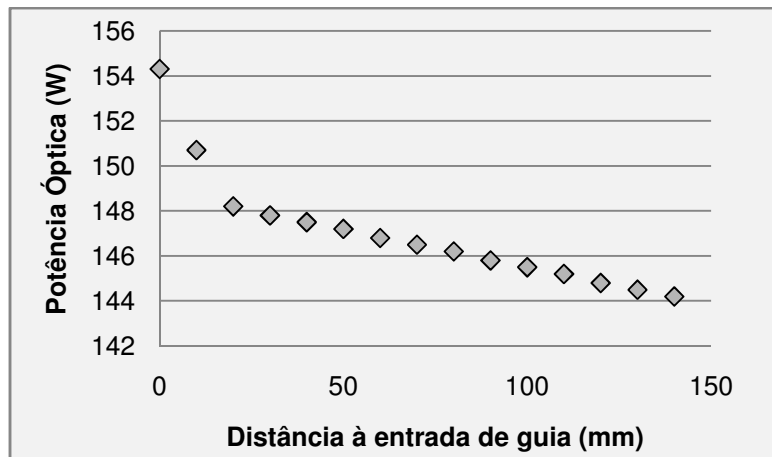


Figura 3.10- Gráfico de valores simulados de potência óptica ao longo da guia de onda

Observando gráfico da Figura 3.10 podemos verificar essencialmente dois regimes. Nos primeiros 20mm vemos um decréscimo abrupto da potência, seguido por um decréscimo mais suave até ao final da guia. Encontramos na guia, imediatamente antes da face de saída do feixe, 144,2 W de potência óptica.

Na interface do final da guia verificam-se igualmente perdas por reflexão. A conveniência de o volume onde se encontra o meio activo ser preenchido com água estende-se também a este aspecto. O índice de refração da água é $n_{\text{água}}=1.33$, valor que é mais próximo ao da sílica fundida do que o do ar, ocasionando por isso menos perdas nesta interface.

Na Tabela 3.4, são apresentados os resultados de simulação que relacionam a potência imediatamente antes e imediatamente depois da interface da guia com o Ar e com a Água, respectivamente. Verifica-se que a interface com a Água é claramente vantajosa, uma vez que as perdas na transmissão são inferiores em uma ordem de grandeza.

Tabela 3.4- Comparação das perdas à saída da guia de onda quanto esta transmite para Ar e para Água

| Potência antes da interface (W) | Potência transmitida Ar (W) | Potência transmitida Água (W) | Perdas Ar (%) | Perdas Água (%) |
|---------------------------------|-----------------------------|-------------------------------|---------------|-----------------|
| 144,2 | 137,4 | 143,8 | 4,9 | 0,3 |

3.2.3.2 Análise da distribuição angular do feixe ao longo da guia cilíndrica

Verificam-se também alterações na distribuição angular do feixe tanto nas interfaces de entrada e de saída da guia como nos primeiros centímetros da mesma.

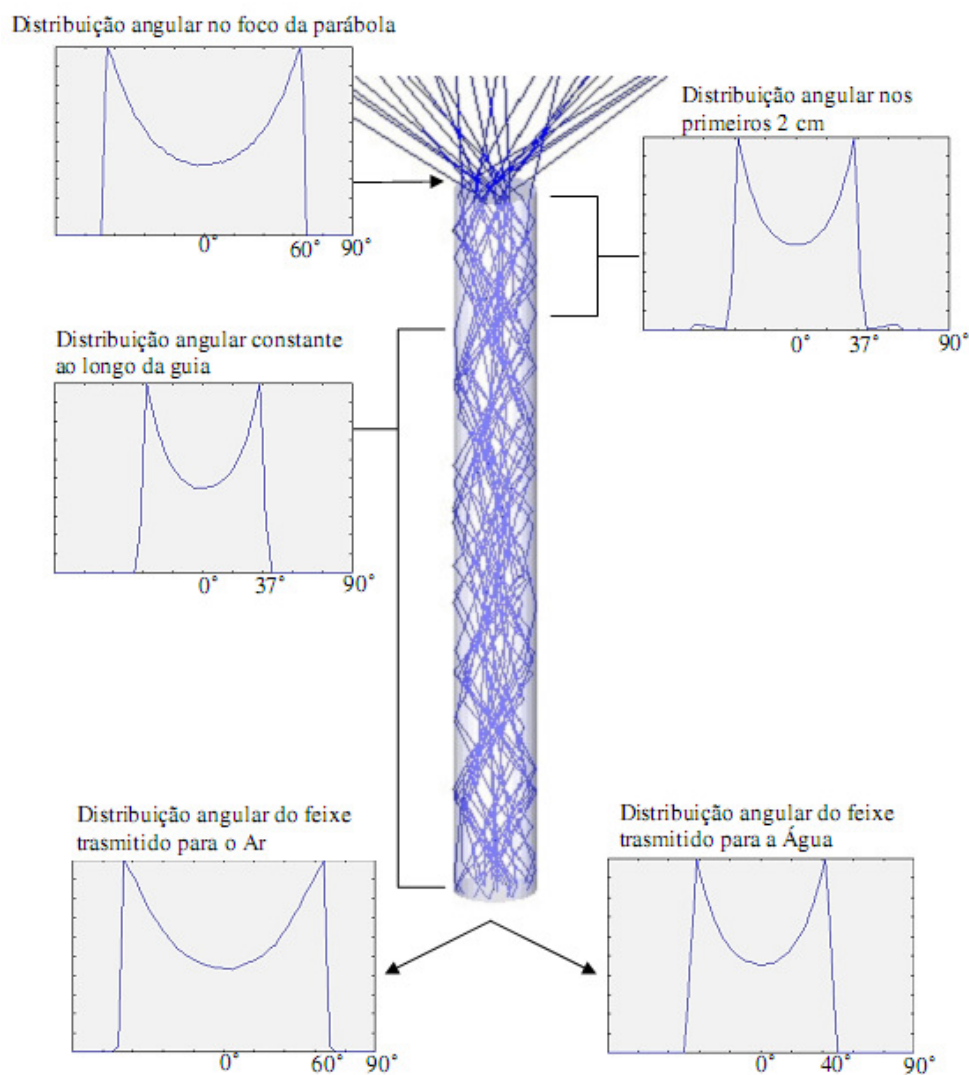


Figura 3.11- Análise da distribuição angular do feixe solar concentrado ao longo da guia

Como evidenciado na Figura 3.11, a distribuição angular no foco da parábola encontra-se restringida a ângulos até sensivelmente 60° , em ambas as direções. Os dados de simulação imediatamente após a face plana do cilindro apontam para uma distribuição angular restringida a ângulos não superiores a 37° . Estes valores encontram-se em concordância com os cálculos apresentados em (64). Consta-se ainda que, para o caso em que o feixe é transmitido para a água ocorre menos divergência do que para o ar.

3.2.3.3 Posicionamento ótimo da Guia em relação ao espelho parabólico

O posicionamento ótimo da guia cilíndrica de sílica fundida foi otimizado por simulação em ZemaxTM. Variou-se a distância da face de entrada da guia à superfície do espelho e mediu-se a potência do feixe à saída da guia. O gráfico da Figura 3.12 mostra os resultados obtidos para 2×10^7 raios de análise.

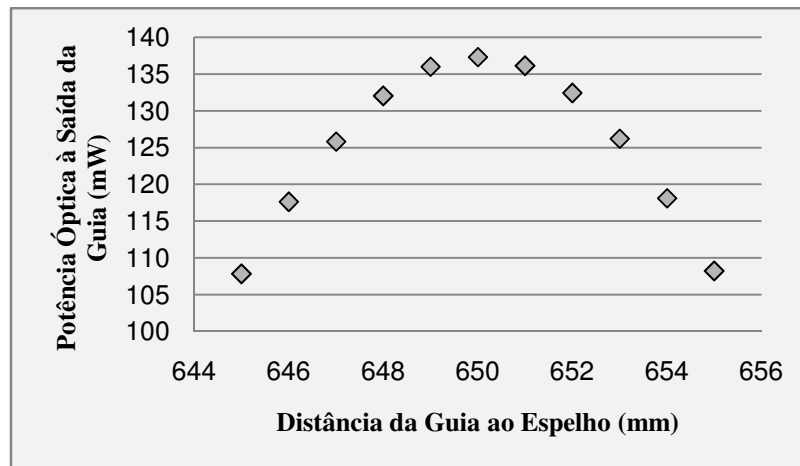


Figura 3.12- Gráfico da potência transmitida pela guia a várias distâncias do concentrador primário

Constata-se portanto que colocando a entrada da guia a 650mm da superfície do espelho se obtém a transmissão óptima para este sistema.

3.2.4 Absorção no Cristal

Após a optimização do sistema de colecção e transmissão estão reunidas as condições para optimizar o acoplamento do feixe de luz solar concentrada ao cristal de Nd:YAG. O meio activo considerado foi um cilindro de 1.1%Nd:YAG com 4mm de diâmetro e 30 de comprimento. Para o traçado de raios o cilindro de meio activo foi dividido em 18000 zonas.

Foram optimizadas a distância e abertura do concentrador V-groove. Os vários parâmetros de optimização conforme descrito na Figura 3.13 são: a distância do concentrador V-Groove à saída da guia (h_1), a distância do cristal de Nd:YAG à saída da guia (h_2) e a abertura do concentrador (α).

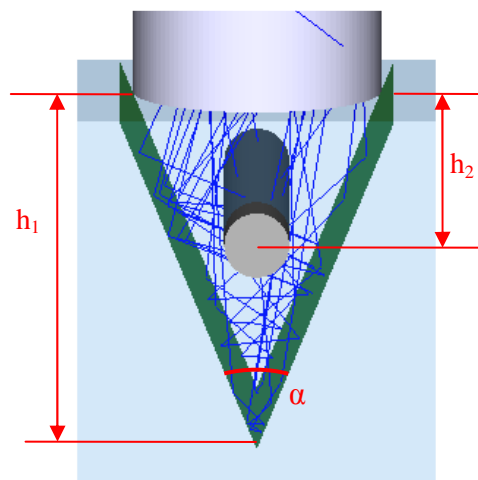


Figura 3.13- Representação gráfica dos parâmetros de optimização do concentrador V-Groove

Fez-se variar os parâmetros de optimização de acordo com a Tabela 3.5. Por forma a garantir um bom fluxo de água em torno do cristal, os limites seleccionados têm em conta uma distância mínima entre o cristal e o concentrador V-groove de 2mm.

Tabela 3.5– Parâmetros simulados para otimização do concentrador V-Groove

| h_1 (mm) | h_2 (mm) | α (°) |
|------------|------------|--------------|
| 15 | 4 a 6 | 56 a 60 |
| 16 | 4 a 7 | 52 a 57 |
| 17 | 4 a 7 | 49 a 54 |
| 18 | 4 a 8 | 47 a 52 |
| 19 | 4 a 8 | 44 a 49 |

Para verificar qual a melhor configuração para a produção de laser foi analisada a absorção de luz solar concentrada no cristal para cada uma das configurações descritas na Tabela 3.5. Os resultados deste estudo encontram-se descritos no gráfico da Figura 3.14.

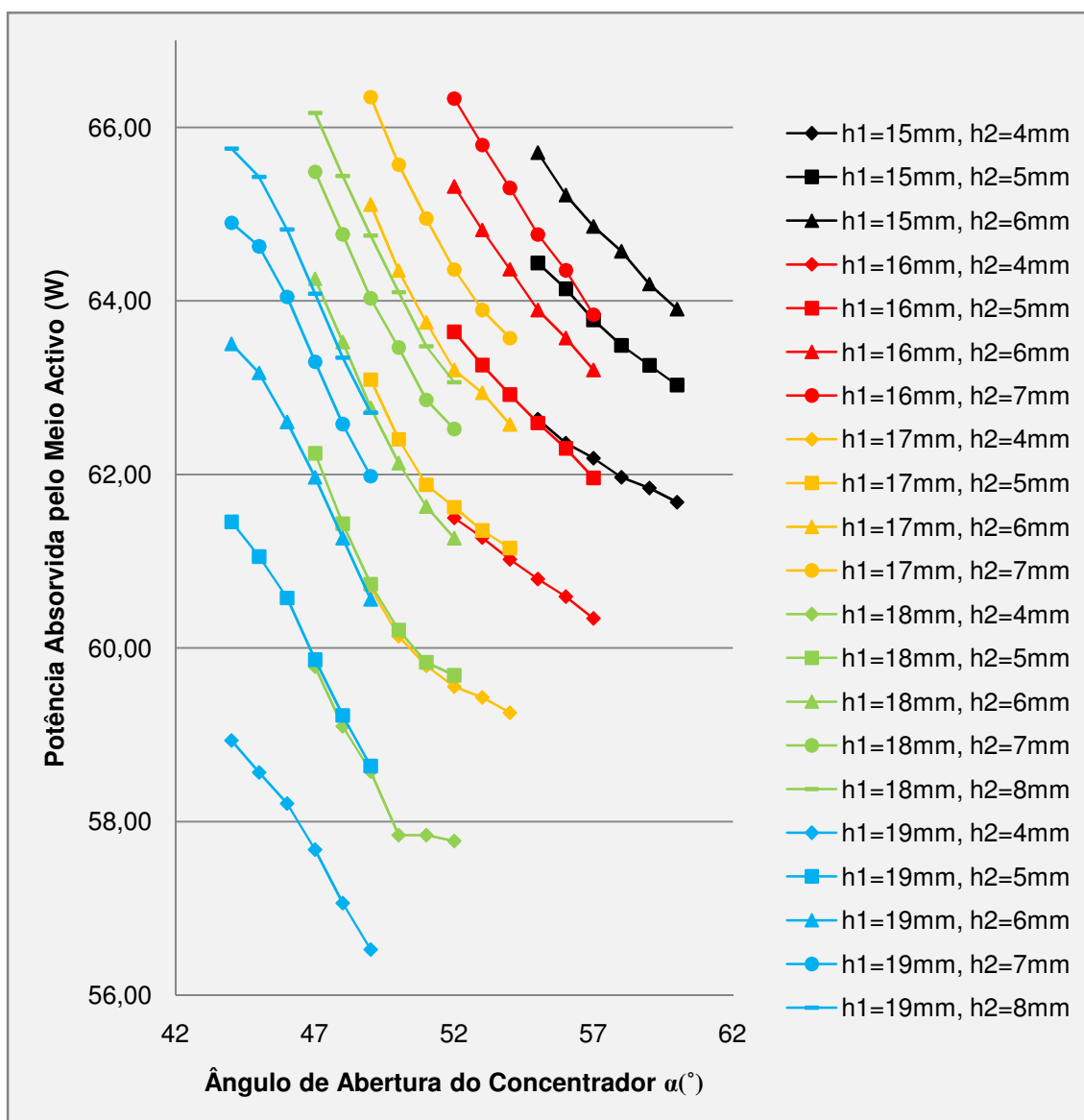


Figura 3.14-Valores simulados de absorção no cristal para as diferentes configurações

Neste gráfico os valores de potência absorvida para cada configuração encontram-se agrupados por cor no que respeita ao valor de h_1 e por formato do marcador no que respeita a h_2 . Analisando este gráfico imediatamente se constata que quanto maior for α , mais baixo será o valor de potência absorvida no cristal, para qualquer valor de h_1 e h_2 . Observa-se também que quanto mais próximo do vértice do concentrador se encontra o cristal (quanto menor for a diferença entre h_1 e h_2), maior é a absorção. Vemos, portanto, os maiores valores de potência absorvida para as configurações de menor α em que o cristal se encontra mais próximo do vértice. Para a mesma abertura, ao aproximar o cristal do vértice, é visível que a cada milímetro o acréscimo de potência absorvida é menor. Repare-se, por exemplo, nas configurações com $h_1=19\text{mm}$ para $\alpha=44^\circ$ a diferença de potência absorvida entre a configuração com o cristal a $h_2=4\text{mm}$ e a $h_2=5\text{mm}$ é menor do que a diferença de potência absorvida entre a configuração com o cristal a $h_2=7\text{mm}$ e a $h_2=8\text{mm}$.

Perante estes dados seríamos levados a concluir que a a melhor configuração para produção de laser seria $\alpha=49^\circ$, $h_1=17\text{mm}$ e $h_2=7\text{mm}$ com o total de potência óptica absorvida de 66,35W. No entanto, a distribuição de potência absorvida no cristal é também um factor relevante a ter em conta e pode, de facto influenciar a potência do feixe laser produzido assim como a sua divergência. Deste modo, a selecção da configuração óptima resulta de um compromisso entre uma absorção elevada e um perfil de absorção tão uniforme quanto possível.

3.2.4.1 Perfil de Absorção no Cilindro de Nd:YAG

Foram seleccionadas quatro configurações com maior potência absorvida. Os seus parâmetros mais relevantes são apresentados na Tabela 3.6. Verificou-se também que as configurações seleccionadas apresentam um perfil favorável comparativamente às restantes.

Tabela 3.6– Parâmetros das configurações mais favoráveis e respectivos valores de potência absorvida

| # | h_1 (mm) | h_2 (mm) | α ($^\circ$) | Potência absorvida (W) |
|---|------------|------------|-----------------------|------------------------|
| 1 | 16 | 7 | 52 | 66,33 |
| 2 | 17 | 7 | 49 | 66,35 |
| 3 | 18 | 8 | 47 | 66,17 |
| 4 | 19 | 8 | 44 | 65,75 |

As Figura 3.15 a Figura 3.18 ilustram a distribuição de potência absorvida no cristal para as quatro configurações seleccionadas. Na divisão central de cada figura observamos um gráfico que mapeia a distribuição de potência absorvida na secção recta do cristal. Neste, a cor vermelha corresponde ao máximo de absorção e a cor azul ao mínimo. Salta à vista, para os quatro casos apresentados, uma clara assimetria de potência absorvida entre o lado superior e inferior do cristal ao invés do que se passa na horizontal. Justapostos a este gráfico, em cada uma das figuras, encontram-se dois outros que permitem observar isoladamente e com maior detalhe a distribuição ao longo dos eixos vertical e horizontal da secção recta do meio activo.

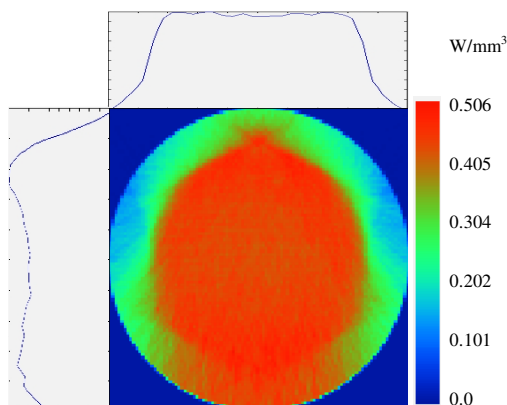


Figura 3.15– Configuração 1 $H_1=16\text{mm}$, $H_2=7\text{mm}$, $\alpha=52^\circ$; $P_{\text{abs}}=66.33\text{W}$

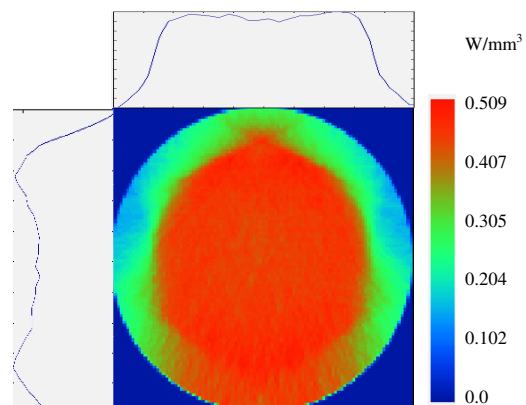


Figura 3.16 -Configuração 2 $H_1=17\text{mm}$, $H_2=7\text{mm}$, $\alpha=49^\circ$; $P_{\text{abs}}=66.35\text{W}$

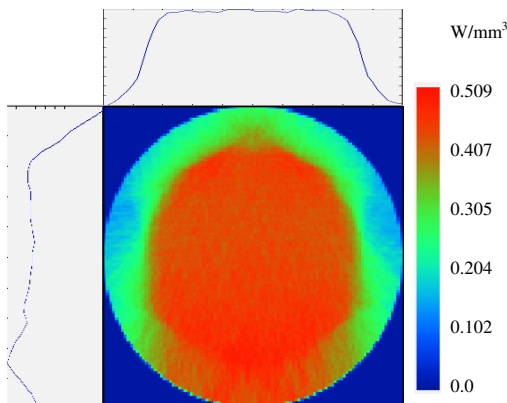


Figura 3.17- Configuração 3 H1=18mm, H2=8mm, $\alpha=47^\circ$; Pabs=66.17W

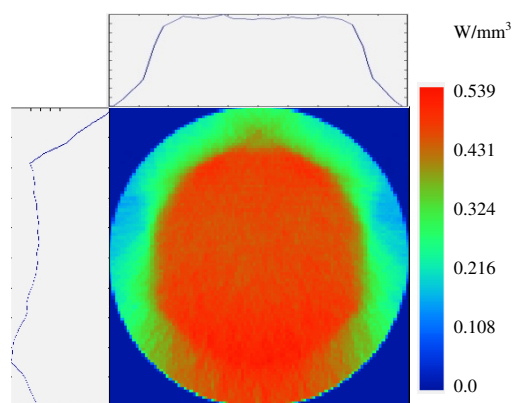


Figura 3.18- Configuração 4 H1=19mm, H2=8mm, $\alpha=44^\circ$; Pabs=65.75W

Pode-se observar que a maior parte da absorção se dá numa mancha central com cerca de 2.8mm de diâmetro. A absorção aparenta ser relativamente constante dentro dessa região. Na coroa externa a absorção é no geral menos intensa, com exceção da zona inferior. Nesta região da coroa observa-se um nível de absorção semelhante ao que se verifica na mancha central. Esta é uma constante em todos os perfis simulados.

Para os quatro casos apresentados verifica-se uma distribuição horizontal uniforme (*top-hat*). Este tipo de distribuição compara-se favoravelmente a uma distribuição gaussiana de potência absorvida pois minimiza os gradientes térmicos radiais e consequentemente o efeito de lente térmica [27]. Uma distribuição uniforme minimiza portanto a divergência do feixe. Na Figura 3.16 observa-se uma ligeira depressão no centro do perfil horizontal de absorção.

Para os quatro casos apresentados, assim como para todos aqueles que foram simulados, o perfil de absorção segundo a vertical apresenta assimetrias consideráveis. Na parte superior, a absorção decresce rapidamente após a mancha central. Na parte inferior mantém-se em níveis semelhantes aos da mancha central até à face do cristal. Nos quatro casos, a absorção começa a decrescer após a mancha central mas não chega a anular-se. Na Figura 3.15, a absorção decresce ligeiramente da parte superior da mancha central para a inferior. Nas Figura 3.17 e Figura 3.18 dá-se o oposto. Já na Figura 3.16, ocorre um mínimo relativo de potência absorvida no centro do cristal, sendo esta a distribuição mais simétrica das quatro analisadas.

Deste modo, a configuração mais favorável é a correspondente ao gráfico da Figura 3.16. A distribuição segundo a horizontal é muito próxima do ideal e das quatro configurações selecionadas é a que apresenta a distribuição de absorção segundo a vertical mais próxima da forma *top-hat*. Esta é também a configuração para a qual se obteve maior valor de potência absorvida.

Como forma de tornar mais eficiente a concentração de luz no meio activo, decidiu-se colocar um outro espelho plano na parte superior da cavidade concentradora (peça a verde na Figura 3.19)

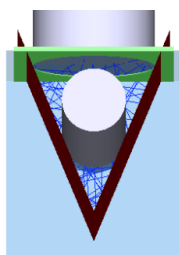


Figura 3.19- Representação gráfica da configuração com espelho plano adicional

Foram efectuadas simulações ZemaxTM da absorção de radiação no cristal para as quatro configurações descritas na Tabela 3.6.

3.2.5 Simulação da Cavidade de Ressonância

Para a simulação da cavidade de ressonância empregou-se a aplicação de análise de elementos finitos e simulação de cavidades de ressonância LASCADTM a partir dos ficheiros de texto obtidos por simulação da absorção no meio activo com a aplicação de traçado de raios ZemaxTM. Para este efeito considerou-se uma cavidade com 370mm de comprimento, tendo em conta o material disponível no laboratório. Para estas simulações é assumida uma perda por volta na cavidade de 2.4%.

As quatro configurações seleccionadas foram testadas com e sem o espelho plano na parte superior da cavidade concentradora. A potência máxima para cada configuração encontra-se nas tabelas Tabela 3.7 e Tabela 3.8

Tabela 3.7- Resultados de simulação de cavidade ressonante para modelo sem espelho

| Configuração | Potência absorvida (W) | Potência Laser (W) | M_x^2 | M_y^2 | Brilho |
|--------------|------------------------|--------------------|---------|---------|--------|
| 1 | 66.33 | 12.8 | 9.45 | 9.23 | 0.147 |
| 2 | 66.35 | 12.8 | 9.43 | 9.22 | 0.147 |
| 3 | 66.17 | 12.8 | 9.45 | 9.23 | 0.147 |
| 4 | 65.75 | 12.5 | 9.41 | 9.18 | 0.145 |

Tabela 3.8- Resultados de simulação de cavidade ressonante para modelo com espelho

| Configuração | Potência absorvida (W) | Potência Laser (W) | M_x^2 | M_y^2 | Brilho |
|--------------|------------------------|--------------------|---------|---------|--------|
| 1 | 73.22 | 15.03 | 9.68 | 9.48 | 0.164 |
| 2 | 72.76 | 14.7 | 9.64 | 9.42 | 0.162 |
| 3 | 72.63 | 14.7 | 9.65 | 9.41 | 0.162 |
| 4 | 72.29 | 14.7 | 9.64 | 9.41 | 0.162 |

Os factores M^2 foram calculados a partir do valor de largura a meia altura do feixe a 5m da cavidade de ressonância, calculado pela aplicação LASCADTM. Empregou-se neste cálculo a expressão (46) considerando o valor de divergência do feixe TEM₀₀ de 0.019° [6, 28, 29]. Este valor foi ainda confirmado em ambiente LASCAD pois é o valor para o qual a simulação de propagação de feixe converge.

É introduzido o conceito de brilho como função de mérito do feixe laser emitido. Esta foi calculada tendo em conta a potência de laser simulada e ambos os factores M^2 , de acordo com a expressão[4]:

$$B = \frac{P}{M_x^2 M_y^2} \quad (66)$$

É de notar que esta tem valores mais favoráveis para as configurações com o espelho plano superior. De entre estas destaca-se a configuração 1 que apesar de apresentar maior divergência de feixe, esta é suprida por uma maior potência resultando num valor de brilho ligeiramente superior às restantes configurações.

3.2.6 Selecção dos parâmetros óptimos para o modelo

Tendo em conta os resultados apresentados na secção 3.2.5 foi seleccionada a configuração 1 com espelho plano na parte superior da cavidade concentradora. Na Tabela 3.9 faz-se uma relação de todas as perdas ao longo do sistema desde a colecção primária no espelho parabólico até à absorção no cristal. Foram considerados os valores de potência útil simulados após cada uma das partes da cadeia de bombeamento referidas.

Tabela 3.9- Relação dos valores simulados de potência útil ao longo do sistema

| | Fonte | Espelho | Interface Foco-Guia | Guia de onda | Cavidade concentradora | Total |
|---------------------|-------|---------|---------------------|--------------|------------------------|-------|
| Potência óptica (W) | 227 | 172.52 | 161.2 | 143.7 | 72 * | NA |
| Eficiência | NA | 0.76 | 0.94 | 0.89 | 0.501 | 0.32 |

*potência absorvida no cristal

Conclui-se portanto que a cadeia de bombeamento tem uma eficiência total de 32%.

Apresentam-se seguidamente mais alguns detalhes da simulação de cavidade de ressonância para a a configuração seleccionada.

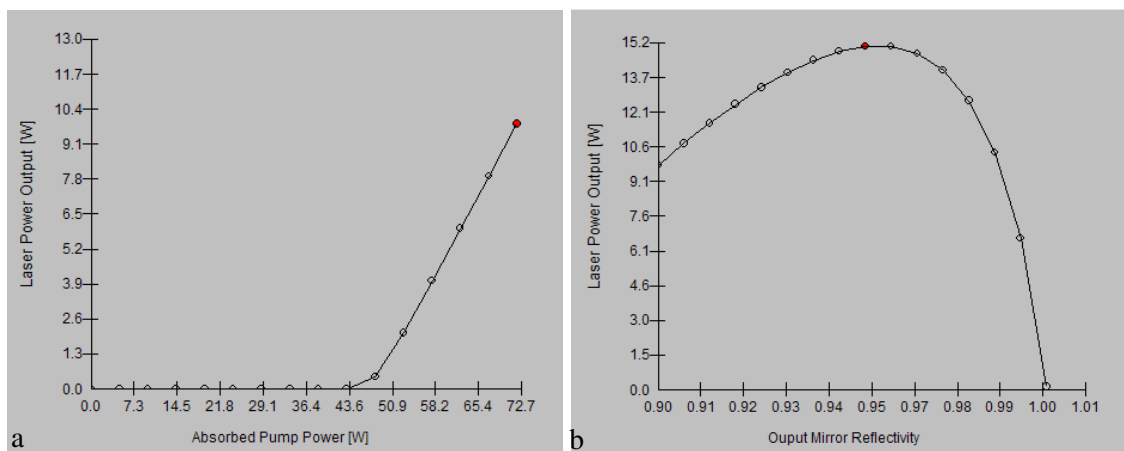


Figura 3.20- Resultados LasCADTM para a configuração óptima de a) Potência laser emitida em função da potência de bombeamento absorvida e b) Potência laser emitida em função da reflectividade do acoplador de saída

O gráfico da Figura 3.20a) apresenta os valores de potência do feixe laser gerado em ordem à potência absorvida pelo cristal. São varridos todos os valores desde zero até à potência útil total absorvida pelo cristal. Para que este sistema produza laser é necessário que o meio activo absorva 43.6W de potência útil. É possível calcular ainda a eficiência de rampa (*slope efficiency*) do sistema a partir dos dados deste gráfico. É necessário, no entanto, usar valores de potência após o colectador primário e considerar a totalidade potência solar e não apenas a fracção útil para bombeamento de Nd:YAG de 14%. Consultando a Tabela 3.9 facilmente se deriva uma eficiência entre o foco do espelho parabólico e o meio activo de 42%. Este valor de eficiência permite extrapolar o valor de potência à entrada da guia de onda. O gráfico da Figura 3.21 evidencia a relação entre a potência laser emitida e a potência de luz solar à entrada da guia de onda.

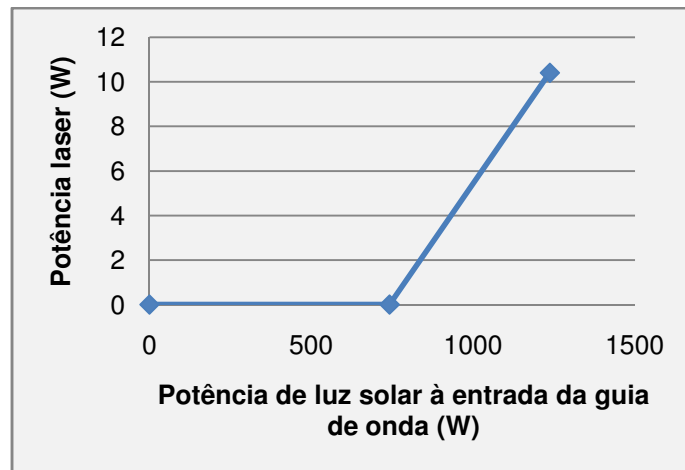


Figura 3.21- Gráfico auxiliar para cálculo da potência limiar e eficiência de rampa

Constatou-se assim que seria necessário um valor potência à entrada da guia de 741.5W para que a cavidade exceda o limiar de oscilação. Para os mesmos dados, calcula-se uma eficiência de rampa de 2.1%.

O gráfico da Figura 3.20b) apresenta os valores de potência do feixe laser gerado em ordem à reflectividade do espelho de saída (*output coupler*). O valor óptimo 15.03W é obtido para uma reflectividade de 0.95.

4 Desenho do Protótipo

Para provar este conceito de bombeamento, foi desenhado e construído um protótipo. Por forma a garantir um maior fidelidade de execução e como se pretendia apenas provar o conceito, optou-se por fazer um modelo simplificado em lugar de um modelo com as especificações do desenho otimizado apresentado no capítulo 3. O desenho simplificado difere do otimizado essencialmente nos parâmetros da cavidade concentradora V-groove. Estes são apresentados na Tabela 4.1.

Tabela 4.1- Especificações da Cavidade concentradora V-groove seleccionada para o protótipo

| α (°) | h_1 (mm) | h_2 (mm) |
|--------------|------------|------------|
| 45 | 19 | 7 |

É de notar que o elevado valor de h_1 deste desenho maximiza o espaço entre o cristal de Nd:YAG e as paredes da cavidade. Esta opção permite um maior fluxo de água dentro da cavidade. Deste modo promove-se uma melhor eficiência de arrefecimento do cristal aumentando assim a fiabilidade do sistema no que toca à integridade do meio activo.

4.1 Simulação da configuração seleccionada para o protótipo

Simulou-se também este modelo em ambiente ZemaxTM e seguidamente em LascadTM. Os resultados desta análise encontram-se descritos nas Figura 4.1 a) e b).

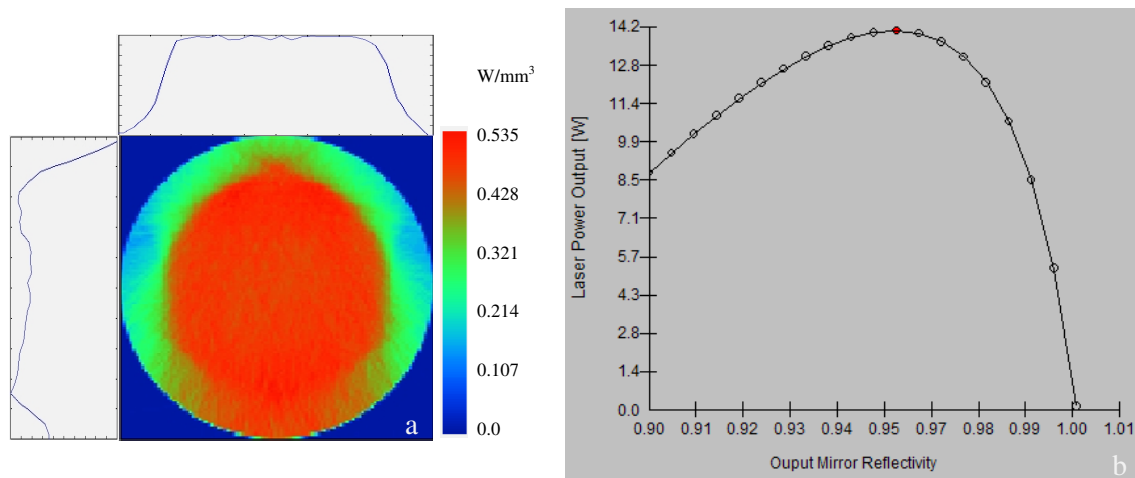


Figura 4.1- a) Resultados ZemaxTM para a configuração seleccionada para construção do protótipo de distribuição de potência absorvida no meio activo b) Resultados LasCADTM para a configuração seleccionada para construção do protótipo de Potência laser emitida em função da reflectividade do acoplador de saída

Observa-se na Figura 4.1 a) que a distribuição de absorção no cristal é semelhante à do modelo otimizado assim como a potência total absorvida no cristal que foi de 70W. Introduzindo os valores de absorção na aplicação Lascad obtém-se, para os mesmos parâmetros de cavidade de ressonância, um valor máximo de potência laser de 14.03W. A Figura 4.1b) evidencia também que o valor de potência laser é maximizado para o valor de reflectividade de espelho de saída de 0.95 tal como o modelo otimizado.

Cremos portanto que estes dados demonstram que o modelo alternativo seleccionado para o protótipo é representativo do modelo otimizado.

4.2 Desenho mecânico do protótipo

Este modelo pode ser dividido em quatro blocos fundamentais como evidenciado pela Figura 4.2:

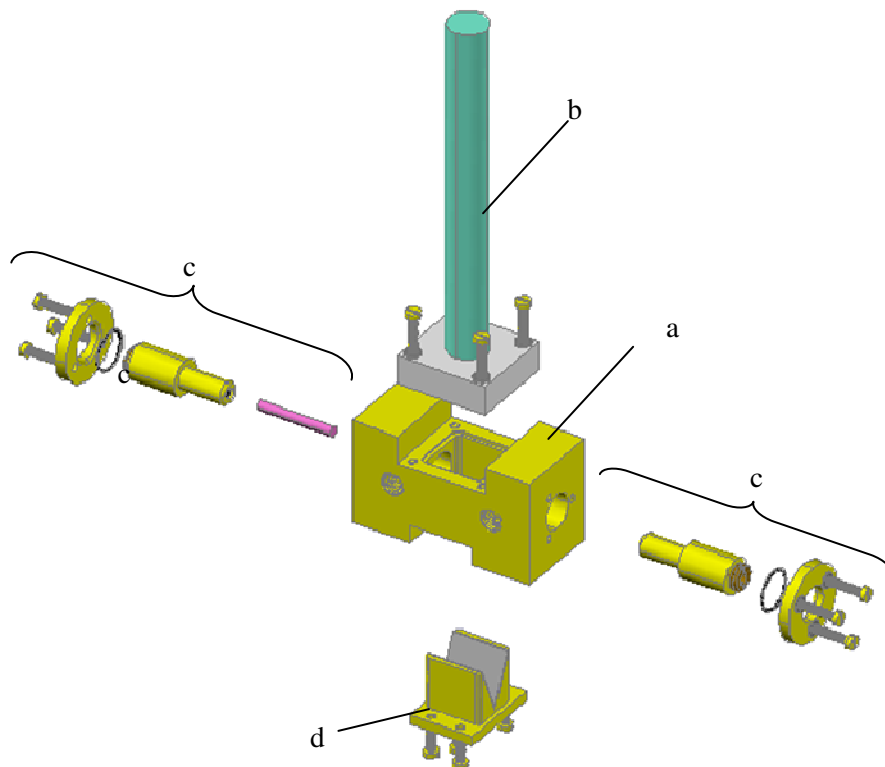


Figura 4.2- Desenho mecânico AUTOCAD™ dos diversos elementos da cabeça de laser

- Corpo da cabeça de laser a)
- Sistema de suporte da guia de onda cilíndrica b)
- Sistema de suporte do cristal de meio activo c)
- Sistema de suporte do concentrador V-Groove d)

Estes subsistemas fazem parte de um todo cujos elementos foram desenvolvidos iterativamente uns em função dos outros. É relevante ter este aspecto em linha de vista, principalmente no que diz respeito à estanquidade de toda a cabeça de laser. Deve também ser referido que este sistema aproveita peças de um sistema anteriormente implementado, beneficiando portanto do saber acumulado deste laboratório.

4.2.1 Corpo da cabeça de laser

Esta é a peça central da cabeça de laser que serve de suporte às restantes e garante a sua posição relativa. Encontra-se representada na Figura 4.2 com um corte parcial para maior evidência dos detalhes do desenho.

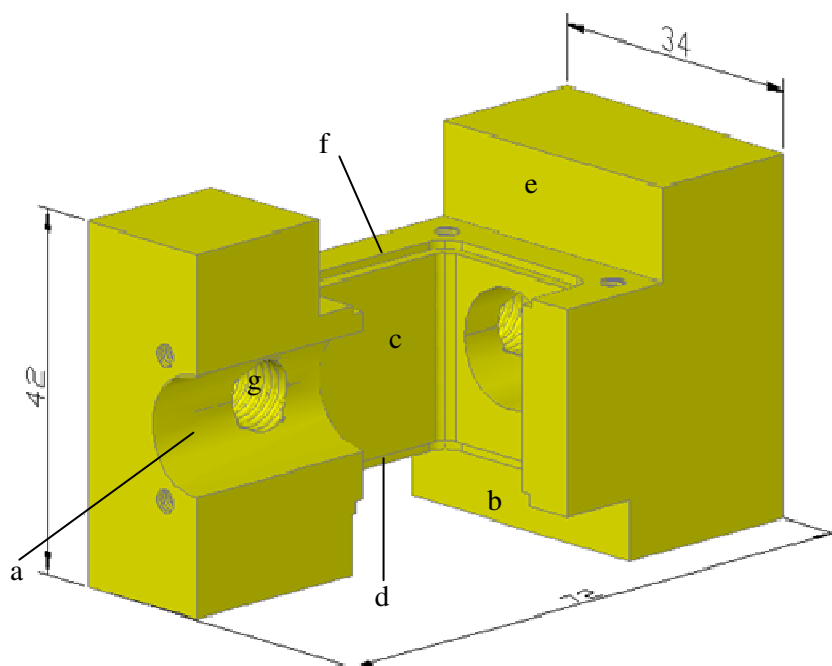


Figura 4.3- Desenho mecânico AUTOCADTM do corpo da cabeça de laser

O furo longitudinal a) sustenta o sistema de suporte do cristal de meio activo.

O recorte inferior b) juntamente com o volume central c) servem para encaixar o sistema de suporte do concentrador V-groove. A cava inferior d) foi desenhada para o aperto de um Square-Ring usado no sistema de suporte do concentrador V-groove.

A distância do eixo do furo a) à face inferior do corpo da cabeça de laser, juntamente com o sistema de suporte do concentrador V-Groove asseguram a distância do vértice do concentrador ao cilindro de meio activo.

O recorte superior e) tem como função o acoplamento do sistema de suporte da guia de onda cilíndrica. Este acoplamento é vedado por um O-ring que encaixa na cava f)

A distância do eixo do furo a) à face superior do corpo da cabeça de laser, juntamente com o sistema de suporte da guia de onda cilíndrica asseguram a distância da face de saída desta ao meio activo.

O furo roscado g), em conjunto com o seu simétrico (omitido no desenho) servem para conectar as flanges do sistema de circulação que faz passar água pelo furo a) e pelo volume central c).

Existem ainda dois furos roscados na parte inferior do corpo da cabeça de laser para fixação desta ao sistema de suporte da cavidade de ressonância.

4.2.2 Sistema de suporte da guia de onda cilíndrica

Para construir uma cabeça de laser com o desenho pretendido é necessária uma peça de suporte que permita o acoplamento estável da guia de onda cilíndrica à cavidade de bombeamento. Uma abordagem possível para a preensão de um objecto cilíndrico (veio) é o seu ajustamento com aperto a um furo de dimensões adequadas [30]. Há que ter em conta a fragilidade do material da guia de onda e que a aplicação em causa é comprometida se, no processo de montagem, se danificar a guia de onda. Também é relevante considerar que a utilização de um material com índice de refração próximo do da sílica provocaria fugas ópticas do fluxo solar concentrado. O *Teflon* surge, portanto, como uma escolha natural. Este material tem uma rigidez comparativamente baixa em relação à Sílica fundida e é sobejamente conhecido pelo seu baixo atrito superficial e por suportar temperaturas elevadas [31]. Acontece ainda que se trata de um material opaco, não sendo portanto esperado que introduza efeitos ópticos no sistema.

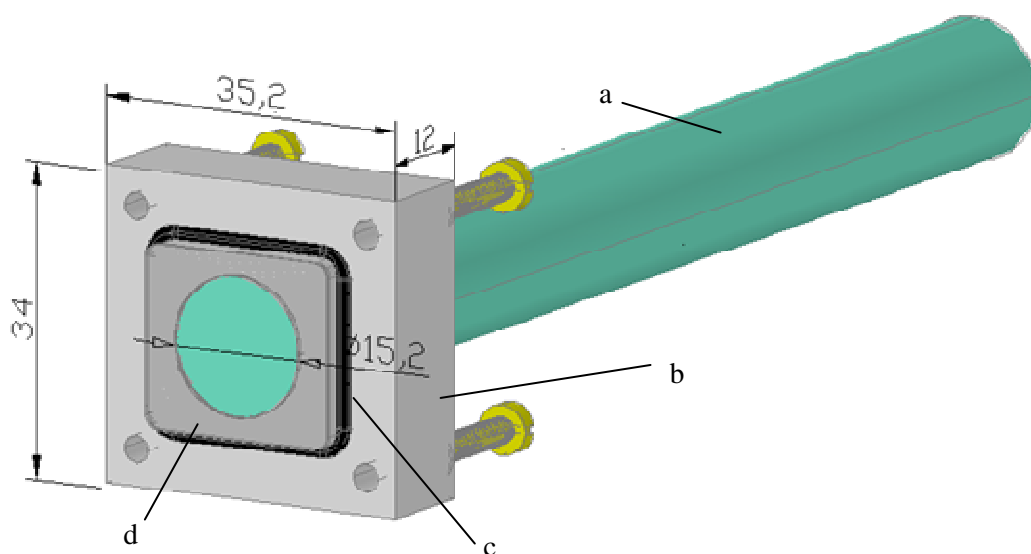


Figura 4.4- Desenho mecânico AUTOCAD™ do sistema de suporte da guia de onda cilíndrica

Desenhou-se portanto peça de *Teflon* b) ilustrada na Figura 4.4. Tirou-se proveito da inerente maleabilidade do *Teflon* no dimensionamento do furo central desta peça. Sendo o furo da peça b) maquinado com diâmetro ligeiramente inferior ao da guia de onda a) permite que esta interface seja não só estável como estanque. Esta última propriedade foi aferida em teste adequado descrito na secção 5.3.3.1 deste documento.

Tal como exposto na este bloco encaixa na parte superior do corpo da cabeça de laser. De modo a garantir a interface estanque destas duas peças, desenhou-se um degrau onde instalar o O-ring c). Este degrau encontra uma cava de dimensões adequadas no corpo da cabeça de laser onde o O-ring é comprimido vedando a interface. Este aperto é efectuado por quatro parafusos M3. A acção dos parafusos é suportada pelas quatro anilhas que distribuem a pressão dos parafusos sobre o *Teflon* diminuindo assim os danos provocados à peça b). Finalmente é colocado um espelho d) constituído por uma placa de alumínio polido de 0,5mm de espessura. A peça d) tem as mesmas medidas externas do degrau e o orifício que nele se encontra é ligeiramente maior que a secção recta da guia de onda, para evitar a abrasão desta durante a montagem.

4.2.3 Sistema de suporte do cristal de meio activo

O meio activo seleccionado para este sistema de laser foi um cilindro de Nd:YAG de 30mm de comprimento e 4mm de diâmetro. À semelhança do que acontece com a guia de onda de Sílica fundida, é necessário segurar este cilindro de forma estável mas é também imperioso evitar a pressão directa de elementos mecânicos metálicos sobre o mesmo, sobretudo nas faces planas. Estas encontram-se revestidas por um filme anti reflectivo. Qualquer dano nestas faces pode não só remover parte do revestimento, alterando desse modo as perdas por volta da cavidade de ressonância, como gerar um ponto focal que durante a operação laser cause a quebra do meio activo por tensão térmica.

Encontrava-se já desenvolvido um sistema de prensão que permite que esta se efectue sem danificar o recobrimento das faces planas do meio activo. Este é ilustrado pela Figura 4.5.

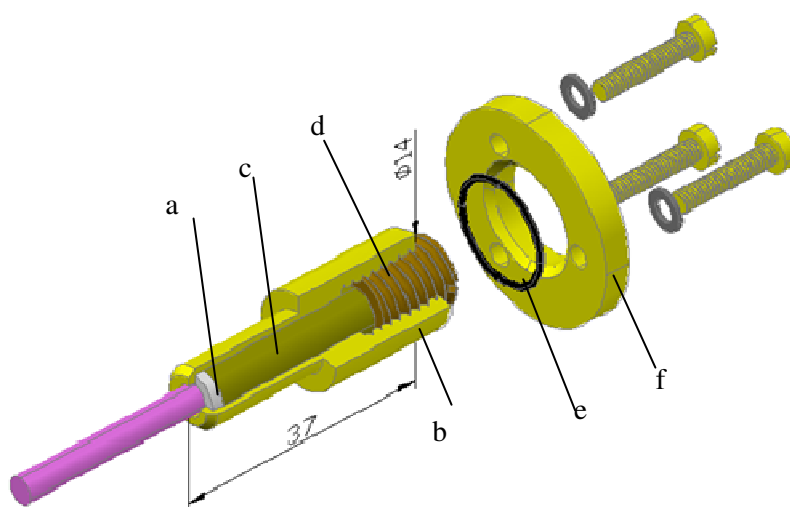


Figura 4.5- Desenho mecânico AUTOCAD™ do sistema de suporte do meio activo

Mais uma vez beneficiou-se das propriedades de baixo atrito superficial do *Teflon* e da sua maleabilidade para resolver este desafio. A anilha de *Teflon* a) é encaixada na extremidade do cilindro de meio activo e apertada contra extremidade da flange de suporte b) pelo tubo c). Este tem diâmetro interno de 4.5mm e o seu diâmetro externo foi produzido com ajuste deslizante [30] ao diâmetro interno da flange de suporte, de forma a garantir que este aperte a peça a) sem tocar no meio activo. A peça a) ao ser longitudinalmente apertada tenderá a expandir-se radialmente, apertando desta forma o cristal. O aperto do tubo à anilha de *Teflon*, é efectuado pelo perno d) que tem um furo de passagem também de 4.5mm.

A flange b) entra justa no furo longitudinal do corpo da cabeça de laser. O O-ring e) é ajustado à interface destes e subsequentemente apertado contra esta pelo anel de aperto f) que é aparafusado ao corpo da cabeça de laser com três parafusos M3 espaçados de 120° entre si. Deste modo garante-se não só a estanquidade da referida interface como a prensão mecânica do sistema de suporte do cristal de meio activo.

4.2.4 Sistema de suporte do concentrador V-Groove

Projectou-se o concentrador V-Groove para ser construído de forma bastante simples que consiste numa chapa de alumínio polido de dimensões adequadas e dobrada com um ângulo de 45° . Selecionou-se para o efeito chapa de alumínio com 0.5mm de espessura e reflectividade 0.95. Um elemento tão frágil requer um sistema de suporte com alguma robustez. Desenhou-se portanto o sistema representado na Figura 4.6.

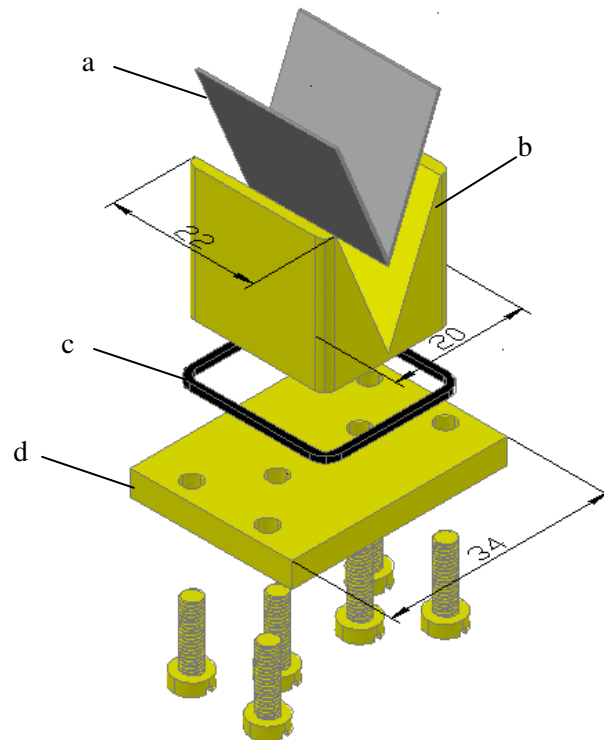


Figura 4.6- Desenho mecânico AUTOCADTM do sistema de suporte do concentrador V-groove

O concentrador V-groove a) assenta sobre o suporte b). Este suporte garante a distância do vértice do concentrador ao meio activo. As suas arestas verticais são arredondadas para poder acomodar o Square-Ring c). Placa de aperto d) é fixa ao recorte inferior do corpo da cabeça de laser por quatro parafusos M3. Ao apertar a peça d), o Square-ring é comprimido contra a cava que se encontra na parte inferior do corpo da cabeça de laser, vedando assim esta interface.

O suporte do concentrador é também fixado à placa de aperto por dois parafusos M3.

5 Construção de Sistema de Bombeamento com Guia Cilíndrica e Concentrador V-Groove

Nesta secção serão descritos trabalhos de construção mecânica, montagem, alinhamento e teste do sistema de bombeamento solar com guia cilíndrica e cavidade V-groove.

5.1 Armação

Para a montagem do sistema de bombeamento de laser por luz solar, houve necessidade de projectar uma nova armação de suporte mecânico que permitisse a colocação dos elementos ópticos nas imediações do foco do concentrador parabólico, dado o estado avançado de degradação da anterior estrutura. Para tal empregou-se tubo de aço galvanizado com diâmetro de 17mm. Cortaram-se quatro peças, três de 80 cm para as hastes e uma outra de aproximadamente 1 m para formar o hexágono da base. Para a base, dobrou-se a peça de 1m de 16 em 16cm com auxílio de uma quinadeira. As extremidades das hastes foram comprimidas também com a referida quinadeira, maquinadas com um esmeril e furadas. Todo o conjunto foi soldado e os pontos de soldadura foram protegidos com tinta metálica, uma vez que o processo de soldadura degrada o galvanizado, expondo assim o metal à corrosão.

5.2 Guia de Onda Cilíndrica

A guia de onda empregue no protótipo foi cortada de um cilindro de sílica fundida de 15.2mm de diâmetro. Neste processo foi empregue uma serra rotativa diamantada. Por forma a evitar posterior lascamento, foi debastado um chanfro na zona de corte e seguidamente este foi desbastado na sua quase totalidade com auxílio de uma lima adiamantada.. Esta tarefa foi concluída com uma lixadeira rotativa horizontal com lixa número 400.

Seguiu-se o processo de polimento da guia ainda com a lixadeira horizontal para o qual se usou, sucessivamente, lixas número 400, 800, 1000, 1200, 2500, 2400 e 4000. A perpendicularidade de ambas as faces foi controlada ao longo do processo com o auxílio de um esquadro metálico com nível incorporado. Terminou-se o polimento manualmente com uma base de veludo e, por sua vez, pasta de diamante de 1/4 μ m e líquido de suspensão de sílica.

5.2.1 Teste de transmissão da guia

Para testar a capacidade de transmissão da guia, esta foi colocada no foco do concentrador parabólico. O acoplamento da guia à estrutura foi levado a cabo apertando a guia num disco de de *teflon* montado num suporte com deslocamento x-y regulável, que por sua vez estava ligado à estrutura hexagonal.



Figura 5.1- Teste de transmissão da guia de onda de sílica fundida

Esta medição preliminar foi tirada no dia 01/12/2011 no terraço do edifício departamental do campus da FCT-UNL e, como se pode ver na fotografia da Figura 5.1, ocorria uma ligeira neblina. Não obstante, foi possível aferir um valor de potência à saída da guia de 450W.

5.2.2 Teste de impermeabilidade da interface *Teflon*-guia de sílica fundida

Por forma a testar a impermeabilidade da interface entre a guia de sílica fundida e a peça de teflon, construiu-se um pequeno protótipo experimental bastante simples mas não menos eficaz.



Figura 5.2- Teste de impermeabilidade da interface *Teflon*-Guia de sílica fundida.

Durante os testes, registados na fotografia da Figura 5.2, conseguiu-se comprovar que esta interface tem robustez suficiente para conter um fluxo de 6 l/min numa cavidade, o necessário para o bom arrefecimento do cristal de laser.

5.3 Construção da cavidade de ressonância

5.3.1 Invólucro

Foi projectada e construída uma cavidade de ressonância, que se apresenta na fotografia da Figura 5.3. Esta é constituída por um tubo de aço-inox cromado (a) de secção quadrangular cujas extremidades foram adaptadas para colocar dois espelhos, um parcialmente reflector e outro totalmente reflector. Os espelhos encontram-se montados em suportes específicos para o efeito (b) que permitem rodar o espelho em dois eixos sem alterar a posição do seu ponto central.

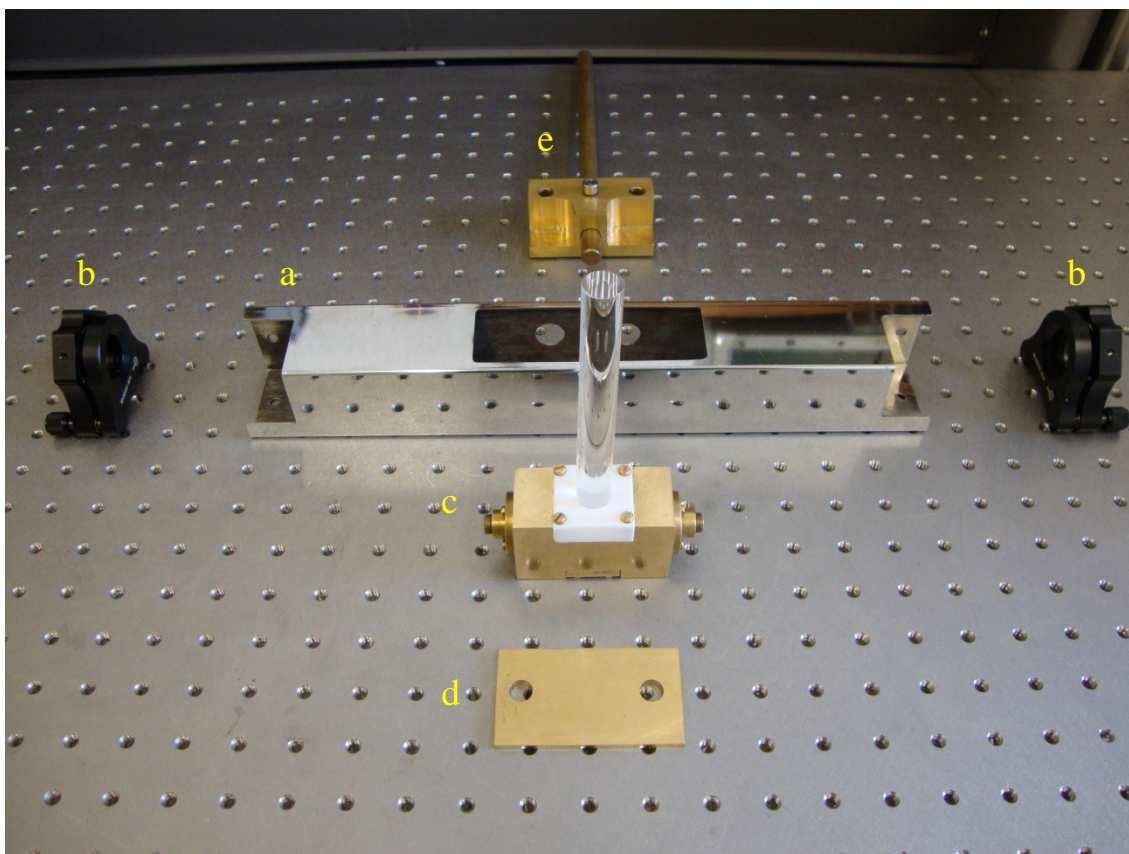


Figura 5.3- Elementos da cavidade de ressonância

Foi aberta uma janela na face superior do tubo por forma a albergar a cabeça de laser (c). Foram também abertos furos nas faces laterais e inferior respectivamente para permitir a passagem de tubos de circulação da água e parafusos para fixação mecânica.

5.3.2 Peças de Suporte mecânico

Para garantir a concentricidade do cristal com os espelhos, maquinou-se uma placa de latão (d) com 4mm de espessura que, colocada entre o invólucro e a cabeça de laser, eleva esta última. Tem ainda dois furos onde passam os parafusos de fixação da cabeça de laser.

Produziu-se uma outra peça que acumula as funções de suporte mecânico e de alinhamento do cristal (e). É constituída por um bloco de latão com dois furos onde passam justos os parafusos que fixam a cavidade que encerra o cristal. Esta peça é ainda atravessada por um varão que pode ser fixado por um parafuso. Como os orifícios do invólucro foram dimensionados com alguma folga, a rotação desta peça permite o alinhamento da cabeça de laser.

5.3.3 Adaptação da cabeça de laser

Seguiu-se uma fase de adaptação das peças já existentes e manufactura das peças da cabeça de laser. A Figura 5.4 mostra os componentes da cabeça de laser no final desta fase e prontos a ser montados. Seguidamente serão descritas as tarefas de maquinação.

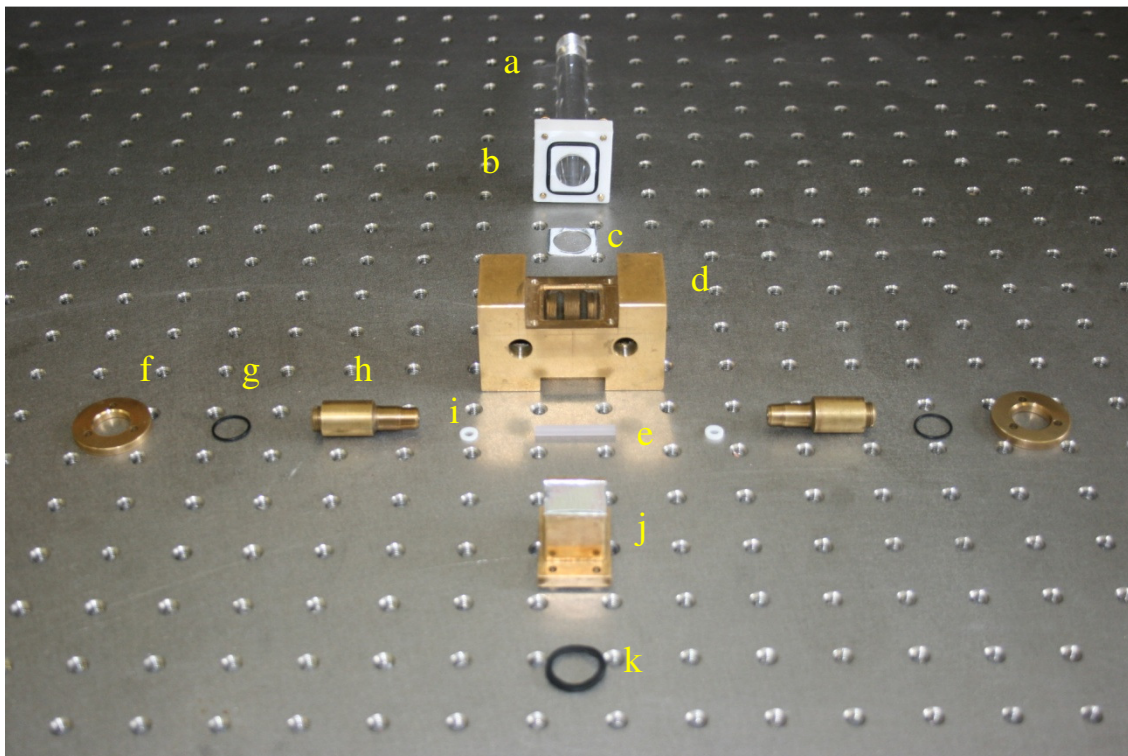


Figura 5.4- Elementos da cabeça de laser

A peça de b) da Figura 5.4, foi construída de raiz por fresagem de um bloco de teflon. O espelho c) foi cortado de uma chapa de alumínio polido com uma tesoura de chapa, depois furado e os cantos arredondados manualmente empregando uma lima.

Existia já no espólio do laboratório uma cabeça de laser adaptável ao modelo de bombeamento proposto. Seguidamente resumem-se as tarefas de maquinação respeitantes ao corpo da cabeça de laser.

- Fresagem do recorte superior do corpo da cabeça de laser (ver secção 4.2.1)
- Alargamento por fresagem do volume central do corpo da cabeça de laser (ver secção 4.2.1)
- Fresagem da cava de aperto do O-ring do sistema de suporte da guia de onda
- Furação e abertura de roscas para os respectivos parafusos M3
- Fresagem do recorte inferior do corpo da cabeça de laser (ver secção 4.2.1)
- Fresagem da cava de aperto do Square-ring do sistema de suporte do concentrador V-groove
- Abertura de furos roscados M8 na base do corpo da cabeça de laser

O componente e) constitui o meio activo e é um cilindro de Nd:YAG que fazia igualmente parte do espólio do laboratório.

O grupo h) e a peça f) constituem o sistema de suporte do meio activo, já se encontrava desenvolvido e não se verificou outra necessidade de requalificação para além da construção de novas anilhas de *Teflon*, representadas na Figura 5.4 pela letra i. O O-ring g) e o Square-ring k) são peças comerciais seleccionadas em fase posterior.

O conjunto j) constitui o sistema de suporte do concentrador V-groove e foi maquinado de raiz. Segue-se o resumo das tarefas respeitantes à sua manufactura.

- Fresagem do bloco central do suporte do concentrador V-groove
- Corte com serra circular do entalhe em V desta peça
- Furação e abertura de roscas M3 para fixação desta peça à peça de aperto (ver secção 4.2.4)
- Fresagem da peça de aperto e furação dos respectivos furos de passagem

5.3.3.1 Teste de estanquidade

Após montada, a cabeça de laser foi testada em relação à estanquidade. Ligou-se uma das mangueiras de circulação de água (ver 1 na Figura 5.5) a uma torneira e o outro a um escoadouro. A interface das mangueiras com a cavidade foi feita através de dois tubos de aço-inox parcialmente roscados. Moldou-se as extremidades das mangueiras à parte lisa dos tubos empregando uma pistola de ar quente. Apertou-se ainda as mangueiras aos respectivos tubos com duas abraçadeiras. A estanquidade da ligação da extremidade roscada dos tubos à cavidade foi assegurada com fita de *Teflon*.

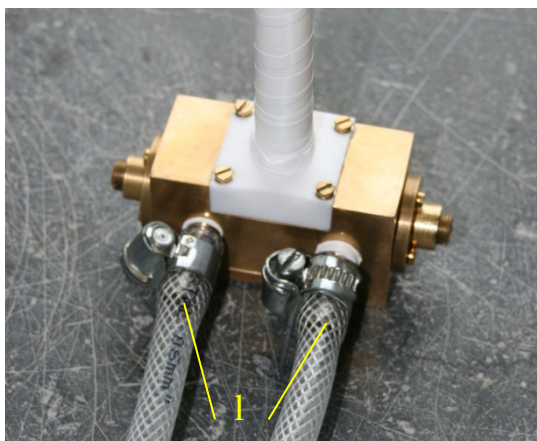


Figura 5.5- Teste de estanquidade da cabeça de laser

Fez-se variar o fluxo do sistema até 10l/min sendo que o mínimo para um bom arrefecimento do cristal de Nd:YAG é de 6l/min. Um bom trade-off de O-Rings permitiu assegurar uma estanquidade da cabeça de laser adequada ao ensaio com espelho parabólico.

5.3.4 Alinhamento da Cavidade de Ressonância

Uma vez verificada a estanquidade da cabeça de laser, procedeu-se ao alinhamento da cavidade de ressonância. Na Figura 5.6 apresenta-se um esquema da montagem para o alinhamento.

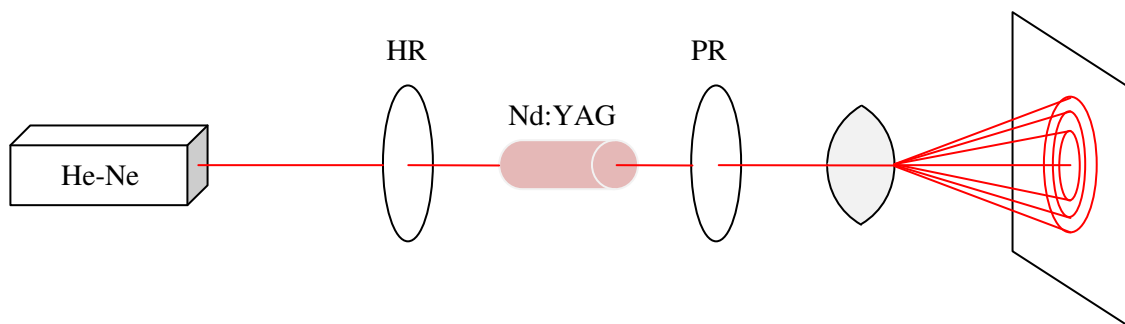


Figura 5.6- Representação esquemática da montagem para alinhamento da cavidade de Laser

Quando a cavidade de ressonância se encontra alinhada, ou seja, os espelhos solidários com as faces do cilindro de Nd:YAG, ocorre interferência entre feixe que é emitido através do cristal e os que são sucessivamente reflectidos nas faces reflectoras dos espelhos. Quando o alinhamento é perfeito, com o auxílio de uma lente convergente, é possível projectar num alvo plano as figuras de interferência circulares concêntricas daí resultantes.

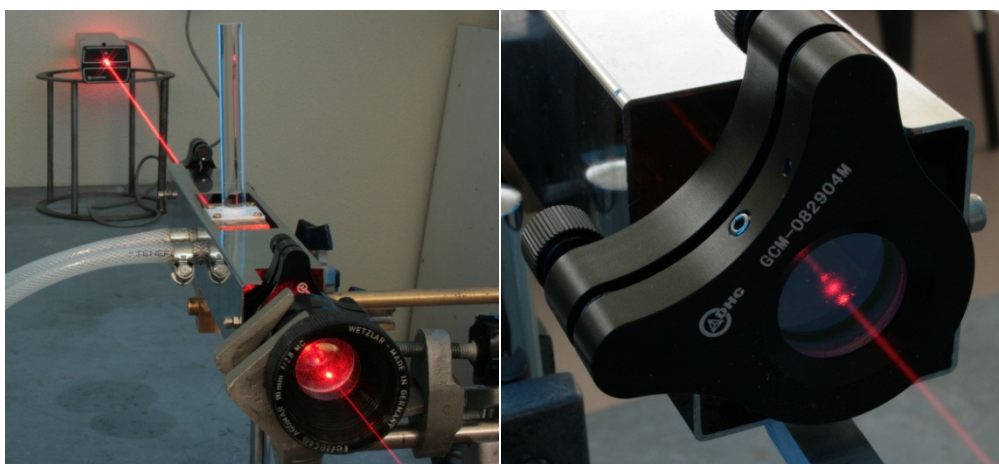


Figura 5.7- Montagem de alinhamento da cavidade laser

Para alinhar a cavidade montou-se a mesma em peças mecânicas de suporte sobre uma bancada óptica e fez-se passar o feixe de uma fonte de laser CW de He-Ne pelo eixo central da cavidade (Figura 5.7). Isto foi conseguido verificando a passagem do feixe pelo centro de ambos os espelhos. Após isto foi colocada uma lente convergente a jusante da cavidade. Os parafuso das peças de suporte, permitem rotação dos espelhos segundo o eixo vertical e segundo o horizontal, mantendo a posição do ponto central dos mesmos. Os espelhos foram iterativamente ajustados até se observarem figuras de interferência concêntricas.

5.3.5 Montagem da cavidade de ressonância no espelho parabólico

Por forma a acoplar a cavidade de ressonância ao espelho parabólico, esta foi montada com o mesmo método abordado no teste de transmissão da guia de onda.

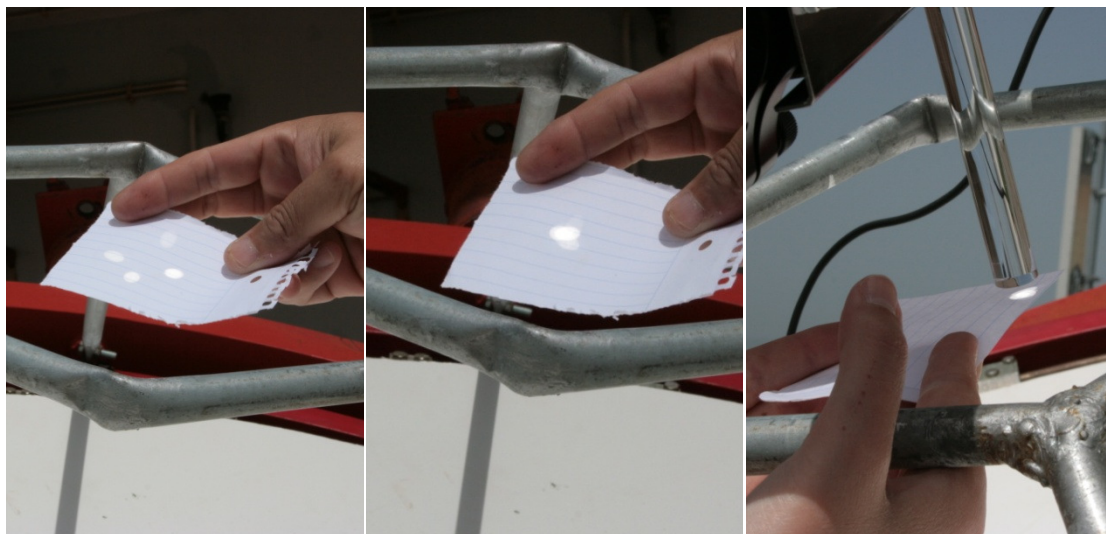


Figura 5.8- Passos do alinhamento da guia de onda cilíndrica com espelho parabólico

Encontrar o foco do espelho parabólico, é difícil pois poucos métodos permitem ver o foco e ajustar a posição da cavidade de ressonância simultaneamente. Fazer fumo ou pulverizar água são métodos que permitem observar o foco. No entanto o fumo facilmente deposita sujidade na guia piorando a transmissão e as gotículas de água podem criar pontos focais que danifiquem a guia.

Optou-se portanto por cobrir a quase totalidade do espelho parabólico, com palas de *K-line*, cortadas à medida e nas quais se cortou também quatro furos circulares de 10cm de diâmetro todos à mesma distância do centro da parábola. Isto permitiu diminuir substancialmente a energia no foco. Os quatro feixes luminosos visíveis na Figura 5.8, resultantes dos quatro orifícios, convergem para o foco da parábola. Deste modo é possível ajustar a posição da cavidade de ressonância de forma segura e eficiente.

5.4 Teste experimental

Como se pode ver na Figura 5.9 o protótipo foi montado num suporte XY e o mesmo foi montado na armação. O cristal de laser foi arrefecido pelo sistema de circulação de água com um fluxo de 6l/min. Para medir o feixe laser produzido foi colocado um sensor térmico de potência óptica Thorlabs S310C à frente do espelho de reflexão parcial. Após o alinhamento da guia ao foco foram removidas sequencialmente as palas de *K-line*.

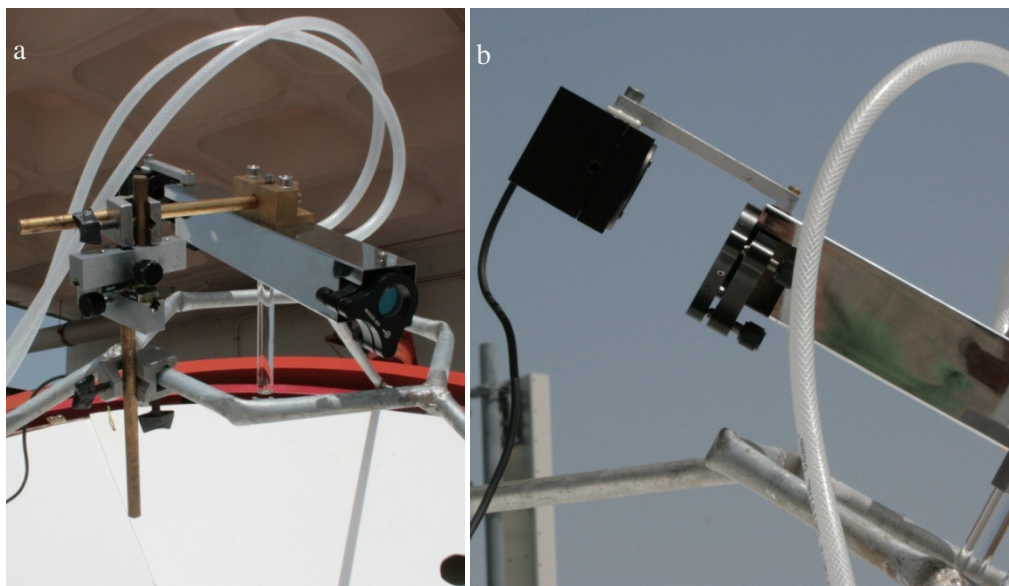


Figura 5.9 a) Cavidade de laser montada no espelho parabólico; b) Sensor térmico de potência óptica montado em frente ao acoplador de saída da cavidade laser

No dia 8 de Abril de 2011 mediu-se com o mesmo sensor térmico de potência óptica uma irradiância solar ao nível do solo de 782W/m^2 . A potência laser registada foi de 4.2W . Expondo um pedaço de cartão preto ao feixe, foi ainda possível observar um perfil de corte que evidenciava um nível de colimação elevado.

5.4.1 Discussão dos Valores Experimentais

No início da secção 4.1, estimou-se por simulação que seria absorvido no cilindro de Nd:YAG fluxo solar concentrado de 70W que resultaria num valor de saída da cavidade de laser de $14,03\text{W}$. No entanto o valor medido durante o teste experimental ficou consideravelmente aquém deste valor. Acontece que a simulação, feita antes da produção, toma em consideração valores de reflectividade e de irradiância solar diferentes dos que se verificaram durante o teste experimental. O teste levado a cabo no início de Abril, quando o Sol incide na Terra com uma inclinação ainda superior àquela que ocorre no Solstício de Verão, pelo que é de esperar que a irradiância solar ao nível do solo seja mais reduzida. Verificou-se que esta seria de 782W/m^2 que corresponde a cerca de 85% de 900W/m^2 , valor considerado na inicialmente na simulação.

Também se verificou que o espelho parabólico apresentava um estado de degradação considerável, pelo que se estima uma reflectividade 0,5 em lugar do valor inicialmente considerado de 0,76.

Finalmente, a superfície do reflector V-Groove sofreu também alguns danos durante a fase de produção e testes, sobretudo durante os testes de estanquidade, pelo que dificilmente a sua reflectividade seria 0,95 como inicialmente previsto. Um valor de reflectividade de 0,9 é considerado como uma aproximação razoável.

A Tabela 5.1 evidencia a comparação entre os valores considerados para a simulação inicial e a estimativa dos valores que ocorriam quando do teste experimental.

Tabela 5.1- Comparação entre os valores considerados para a simulação inicial e a estimativa dos valores ocorriam quando do teste experimental.

| Parâmetro | | Simulação inicial | Estimativa Teste experimental |
|---|---------------------|-------------------|-------------------------------|
| Irradiância Solar | (W/m ²) | 900 | 782 |
| Reflectividade do Espelho Parabólico | | 0,76 | 0,5 |
| Reflectividade do concentrador V-Groove | | 0,95 | 0,9 |

Por forma a validar esta estimativa procedeu-se a uma nova simulação onde foram actualizados os parâmetros acima referidos. Os resultados desta análise encontram-se descritos na Figura 5.10.

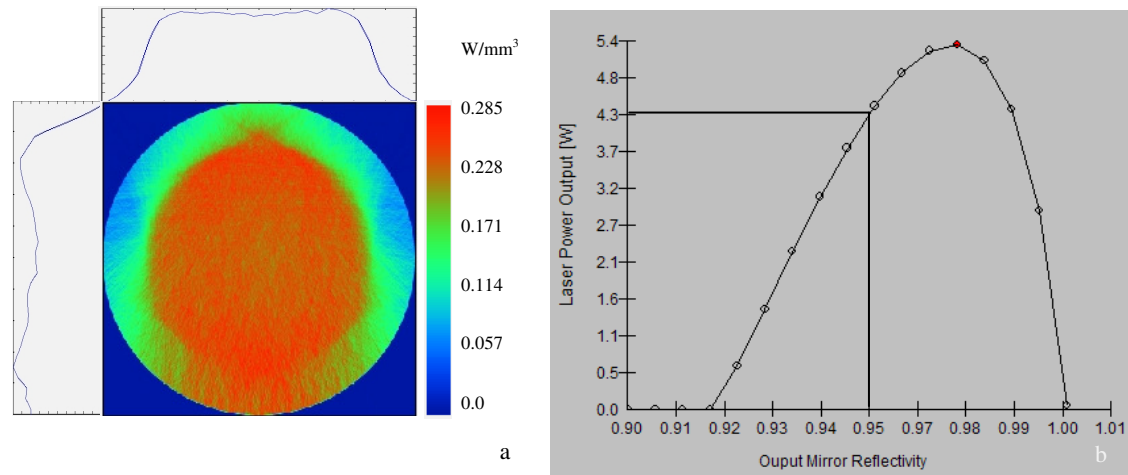


Figura 5.10- a) Resultados ZemaxTM para a configuração seleccionada para construção do protótipo de distribuição de potência absorvida no meio activo b) Resultados LasCADTM para a configuração seleccionada para construção do protótipo de Potência laser emitida em função da reflectividade do acoplador de saída

Obteve-se uma potência absorvida no cilindro de Nd:YAG de 36W e observa-se no gráfico da b que a potência máxima de saída da cavidade de ressonância de 5.4W é obtida para um valor de reflectividade do espelho de saída de 0.98. Tendo em conta que o espelho usado tinha a relectividade maximizante prevista de 0.95, a simulação indica que se deve esperar uma potência de saída de cerca de 4,3W. Deste modo, confirma-se que as estimativas acima referidas estão correctas e que o sistema, em condições óptimas de irradiância solar e com elementos reflectores em condições pristinas tem uma forte probabilidade de produzir um feixe laser com a potência simulada de 14.03W.

6 Bombeamento Solar de Laser de Disco

Nesta secção, descreve-se uma primeira aproximação ao bombeamento com luz solar concentrada a um laser de disco

6.1 Laser de Disco

O conceito de laser de disco consiste num meio activo cilíndrico cujo diâmetro da face plana é muito superior à espessura. [17] Uma das faces planas do disco é simultaneamente usada como reflector total da cavidade de ressonância e como interface de arrefecimento.[32] Deste modo é possível obter uma grande superfície de arrefecimento em relação ao volume bombeado [33]. O reflector de saída consiste num elemento óptico externo ao meio activo enquanto que o reflector total consiste num filme reflector na parte inferior do disco. Esta mesma face está acoplada a um dissipador de calor conforme representado na Figura 6.1.

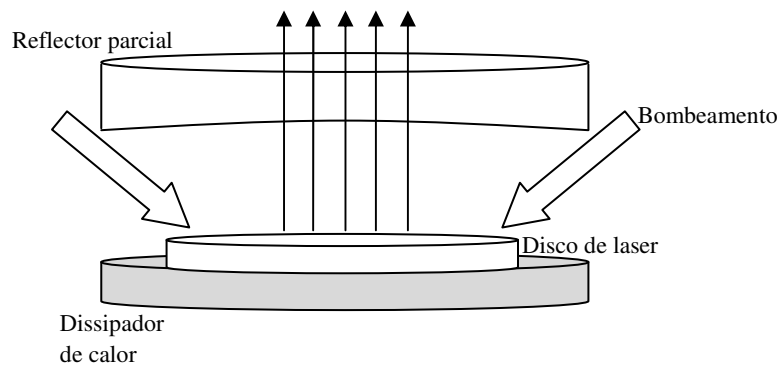


Figura 6.1-Representação esquemática do conceito de laser de disco

Desta forma, para um perfil de bombeamento uniforme, assegura-se que os diferenciais de temperatura no meio activo ocorram sobretudo entre as faces planas do disco. São assim minimizados os gradientes térmicos radiais e consequentemente o efeito de lente térmica [32]. É também minimizada a quantidade de calor inútil que atravessa o meio activo.

A capacidade do meio dissipar calor varia inversamente com a sua espessura. Por este motivo é desejável um disco tão fino quanto possível dentro das limitações da geometria de bombeamento.

O desafio central de desenhar um esquema de bombeamento para este tipo de laser reside portanto em fazer com que um fino disco de meio activo absorva o máximo de potência de bombeamento [17].

O bombeamento de um laser de disco é tipicamente feito pela face superior numa geometria denominada *quasi-end-pumped*. Devido à sua reduzida espessura, o meio activo absorve apenas uma pequena fracção do feixe de bombeamento quando este o atravessa.

6.2 Métodos de bombeamento

Uma das formas de colmatar a escassa absorção do meio activo numa única passagem do feixe de bombeamento é redireccionar este feixe diversas vezes para o meio activo. Deste modo incrementa-se a eficiência de um único feixe. Num esquema de bombeamento desenvolvido por Giesen et al [33] para um disco de Yb:YAG, a radiação de um díodo laser é transmitida através de uma guia de onda e é colimada a jusante por uma óptica convergente. O feixe colimado é

reflectido por um espelho parabólico para o disco activo que se encontra nas imediações do seu foco, como evidenciado pela parte central da

. O remanescente deste feixe emerge do disco novamente em direcção ao espelho parabólico onde é novamente colimado e reflectido para longe do foco. Após esta reflexão, é novamente redireccionado para o reflector parabólico através de um periscópio de espelhos planos conforme indicado no lado esquerdo da Figura 6.2.

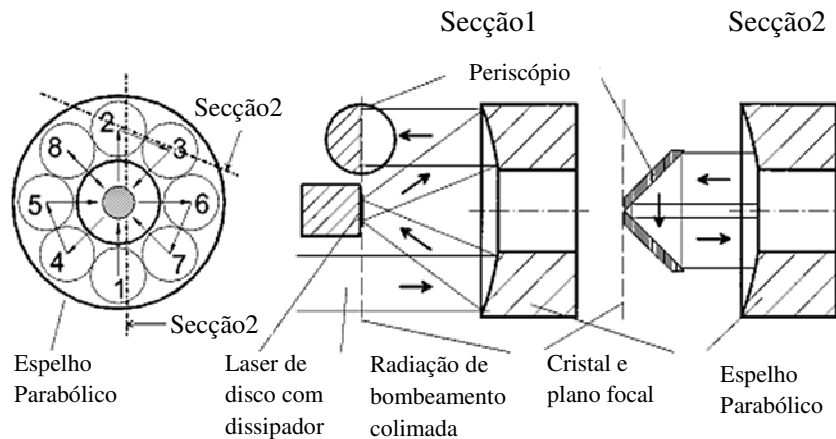


Figura 6.2- Esquema de bombeamento de laser de disco com múltiplas passagens de feixe de bombeamento.

Como evidenciado pelo esquema do lado direito da Figura 6.2, o feixe de bombeamento percorre várias posições do espelho parabólico, até chegar à oitava reflexão onde em lugar de encontrar novo periscópio encontra um espelho plano simples onde é reflectido de volta, refazendo o mesmo percurso em sentido inverso. Consegue-se desta forma garantir um total de dezasseis passagens do feixe de bombeamento pelo meio activo. Neste trabalho [33], conseguiu-se aferir uma potência laser de 647W e com uma qualidade de feixe $M^2 = 100$. No entanto, foi possível reduzir esta dispersão de feixe para $M^2 = 15$ com um ligeiro impacto na potência laser, aumentando o raio de curvatura do acoplador de saída.

É possível juntar uma série de discos num único ressoador, como num conhecido modelo da Trumpf LaserTM esquematizado na Figura 6.3 [32], beneficiando do eficaz arrefecimento de cada disco individual juntamente com uma menor geração de calor uma vez que cada feixe de bombeamento atravessa o respectivo disco apenas duas vezes. Deste modo obteve-se uma emissão laser contínua de 8kW com uma eficiência óptica superior a 50%.

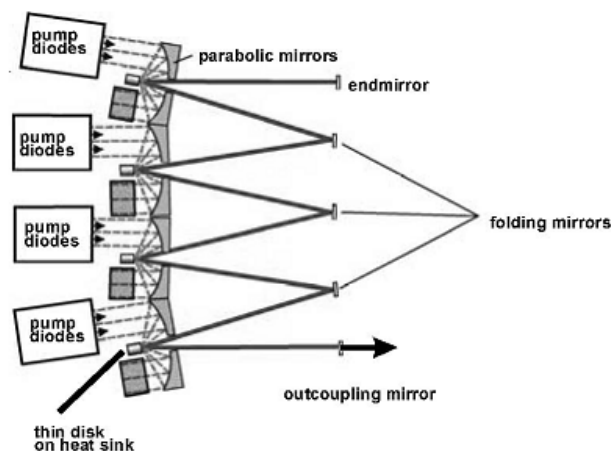


Figura 6.3- Esquema de ressoador com diversos discos de laser em série

De uma forma geral, os métodos de bombeamento de lasers de disco baseados no redireccionamento de um feixe de bombeamento colimado assentam num complexo conjunto de elementos ópticos dependendo portanto do preciso alinhamento de cada um destes elementos.

Surge em 2000 [34] uma alternativa que consiste em acoplar à face de bombeamento do disco activo um outro elemento óptico discoide onde é feito propagar por reflexão total interna o feixe de bombeamento. O feixe de bombeamento é guiado dentro do elemento discoide através de sucessivas reflexões entre as suas faces superior e inferior, proporcionando assim múltiplas passagem do feixe de bombeamento pelo meio activo. O elemento deve ser constituído pelo mesmo material do substrato do meio activo de modo a minimizar perdas por reflexão quando o feixe de bombeamento cruza a interface entre estes. Este tipo de sistema é denominado como laser de disco compósito.

Este tipo de esquema de bombeamento pretende colmatar algumas limitações dos anteriores desenhos. Proporciona o bombeamento lateral através do elemento não dopado e elimina as necessidades de colimação do feixe de bombeamento. Adiciona também resiliência mecânica ao disco de laser minimizando possíveis efeitos de deformação induzida por carga térmica. E contribui ainda para a minimização de emissão espontânea amplificada, diminuindo o ângulo sólido dentro do qual esta é aprisionada dentro do sistema.

No conceito proposto por Zapata et al. [17] o bombeamento é efectuado pela face curva do disco não dopado. Deste modo, para que ocorra um regime de sucessivas reflexões internas em zig-zag o feixe de bombeamento tem que ter uma grande abertura numérica. Possivelmente há necessidade de acrescentar concentradores entre a fonte de bombeamento e disco não dopado para maximizar a abertura numérica. Dascalu e Taira [35] propõem uma versão do laser de disco compósito que elimina esta necessidade. Neste esquema, ilustrado na Figura 6.4, o feixe de bombeamento é injectado no disco não dopado através de três entalhes oblíquos afastados de 120° entre si.

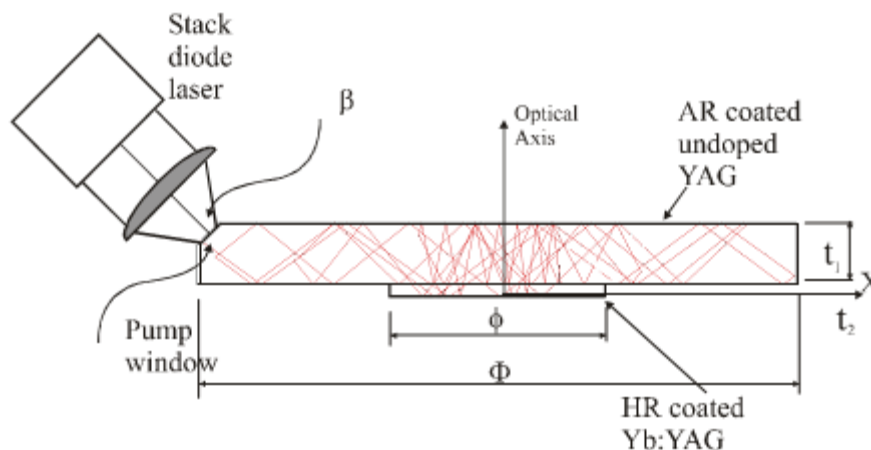


Figura 6.4- Esquema da de bombeamento de laser de disco compósito[35]

O feixe dispensa pois uma abertura numérica elevada, uma vez que a direcção em que entra no elemento não dopado motiva por si o regime de sucessivas reflexões entre a face superior e inferior deste. Os testes experimentais levados a cabo durante o estudo de Dascalu e Taira [35] tiveram como resultado óptimo 34W de laser para uma potência de bombeamento de 220W. Não é feita neste trabalho qualquer referência à qualidade do feixe de saída.

6.3 Bombeamento de laser de disco com luz solar concentrada

Pretende-se com este estudo propor uma primeira aproximação ao bombeamento com luz solar concentrada de um laser de disco. Considerando os dois tipos de bombeamento descritos na secção anterior, verifica-se que o esquema de bombeamento de Giesen et al. com um elevado número de componentes ópticos é de difícil implementação. Uma vez que o feixe de bombeamento percorre sequencialmente cada um dos componentes deste sistema óptico, um pequeno desalinhamento no seu início propagar-se-á ao longo da cadeia. Este sistema exige pois uma grande precisão no alinhamento dos seus componentes ou na maquinação com toleranciamento apertado de um sistema fixo de suporte.

O conceito de disco de laser compósito revela-se pois uma aplicação mais interessante para o bombeamento com luz solar concentrada. Este conceito dispensa o emprego de um feixe de bombeamento colimado, o que permite usar um fluxo luminoso de concentração mais elevada. Para além disso, este é um conceito menos desenvolvido, pelo que o seu estudo incorpora maior valor científico acrescentado.

No conceito de bombeamento de Dascalu e Taira são usados como janela de bombeamento apenas três entalhes oblíquos no elemento não dopado. É premissa inicial do presente estudo o alargamento deste conceito para um chanfro oblíquo a toda a volta do elemento não dopado. Esta opção permite o acoplamento de maior número de guias de onda, dando deste modo maior liberdade ao desenho do sistema de bombeamento.

6.3.1 Bombeamento de laser de disco através de conjunto de guias de onda

Inicialmente projectou-se um esquema de bombeamento no qual uma série guias de onda de sílica fundida seriam utilizadas no aporte de fluxo solar concentrado do foco de um espelho parabólico até a um elemento de YAG não dopado. Foram efectuados a este respeito diversos estudos em ambiente de simulação ZemaxTM.

À semelhança de outros trabalhos deste laboratório [6, 10], apostou-se em dispor um grupo de guias de onda em torno do foco de modo a que a sua face de entrada estivesse tão perpendicular quanto possível em relação à radiação incidente

Numa aproximação simples, estudou-se o ângulo de posicionamento de cinco guias de onda cilíndricas em relação à vertical em ambiente ZemaxTM. Usando o mesmo modelo de espelho parabólico do conceito anterior colocou-se um grupo de guias cilíndricas de 7mm de diâmetro (por semelhança com [10]) nas imediações do foco como se esquematiza na Figura 6.5.

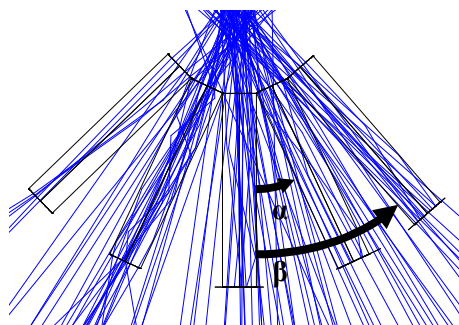


Figura 6.5- Optimização da posição de guias de onda em torno do foco do espelho parabólico em ambiente ZemaxTM.

Fez-se variar o ângulo das guias cilíndricas e também a sua posição de modo a que as respectivas faces de entrada ficassem adjacentes em todas as configurações analisadas. A configuração para a qual se obteve maior potência à saída das guias foi para $\alpha=23^\circ$, $\beta=41^\circ$ e para uma distância da guia vertical à superfície do espelho parabólico de 816mm.

É possível justapor de forma compacta 19 guias de secção circular conforme esquematizado na Figura 6.6a. No entanto, esta configuração deixa ainda muitos interstícios pelo que se considerou o polimento das extremidades de entrada das guias de onda com perfis aproximadamente hexagonais e pentagonais, da forma ilustrada na Figura 6.6b.

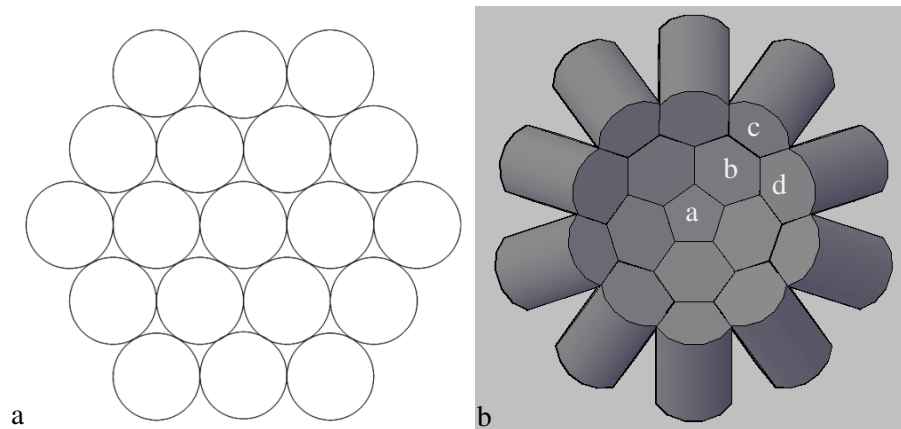


Figura 6.6-Estudo da disposição de guias em torno do foco do espelho parabólico. a) Justaposição de 19 guias cilíndricas. b) Arranjo tridimensional de 16 guias com polimento lateral.

No desenho tridimensional elaborado em AUTOCADTM, apresentado na Figura 6.6b, as guias foram colocadas com os ângulos otimizados. Deste modo a guia central *a* encontra-se na vertical, as guias hexagonais *b* que lhe estão adjacentes têm 23° de inclinação em relação a esta e o terceiro anel composto por guias do tipo *c* e *d* encontra-se a 41° .

Uma vez determinada a posição da face de entrada das guias de onda, há que definir o formato das guias de onda de modo a que estas transmitam o fluxo solar concentrado à face oblíqua do elemento de YAG não dopado. Como se pode depreender da análise feita na secção 0, ao curvar uma guia de onda, potenciam-se perdas por reflexão parcial nas suas paredes, uma vez que se aumenta o ângulo com que raios que são guiados no seu interior incidem nas suas paredes. Por este motivo e como o fluxo solar mais concentrado se encontra mais próximo do centro da mancha focal, optou-se por um desenho que minimizasse a curvatura das seis guias adjacentes à central. Deste modo, como é visível na Figura 6.7, cada uma das guias do tipo *b* exibe apenas uma curva no plano radial.

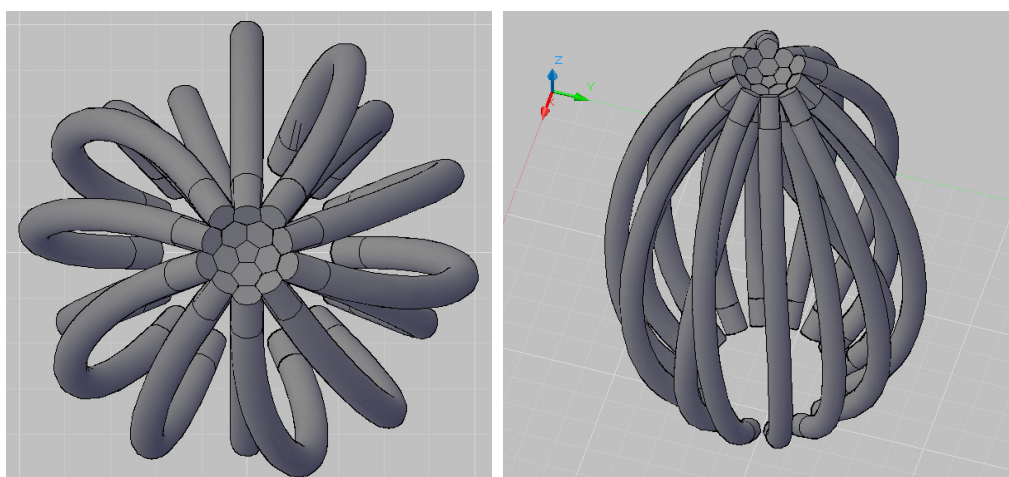


Figura 6.7- Desenho tridimensional de conjunto de guias de onda ligando o foco de um concentrador parabólico a um disco de laser composto

Por seu lugar, as guias da camada externa foram desenhadas com maior curvatura, uma vez que nelas incide menor potência luminosa. A guia central *a* tem necessariamente duas curvas.

Foram efectuados diversos estudos para este conceito, variando a sua escala e a dimensão do cristal de Nd:YAG, no entanto obtiveram-se valores de potência luminosa absorvida por unidade de volume semelhantes aos que se obteve para o bombeamento do cilindro, cerca de 0.19W/mm^3 . Um laser de disco necessita de uma maior densidade de bombeamento para que as perdas por volta da cavidade de bombeamento não limitem a sua performance. Isto tornou-se claro, ao simular a configuração mais favorável deste desenho de bombeamento em LASCADTM. O valor máximo de potência laser obtido foi de 8W, o que é uma potência multimodo pouco significativa. Optou-se, portanto, por um sistema de bombeamento que permitisse maior concentração do fluxo luminoso.

6.4 Concentração de luz solar em fibras ópticas

Feuerman et al.[26] propuseram uma montagem de colecção e transmissão de luz solar que consiste num pequeno espelho parabólico, montado num heliostato, acoplado a uma fibra óptica. Este acoplamento é conseguido colocando um espelho plano entre a superfície do espelho parabólico e o foco do mesmo, fazendo os raios provenientes do colector parabólico convergir na fibra que é feita passar pelo seu eixo de simetria, como se demonstra na Figura 6.8.

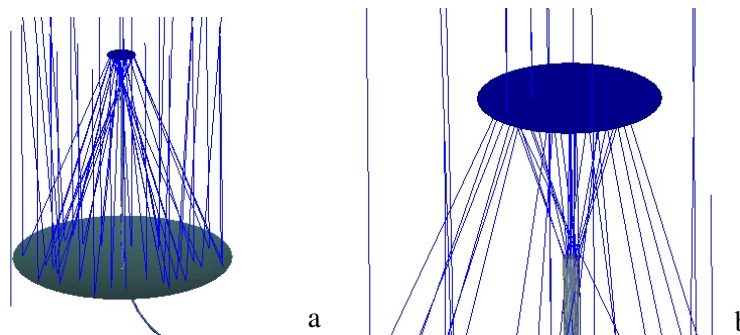


Figura 6.8-Modelo ZemaxTM de sistema de colecção de luz solar com um pequeno espelho parabólico e uma fibra óptica. a) Vista geral. b) Detalhe do acoplamento do fluxo solar concentrado à extremidade da fibra óptica

Tendo em conta o ângulo solar de 0.54° , é sabido que o foco de um espelho parabólico irradiado com luz solar, não é pontual mas que cobre uma área circular cujas dimensões dependem das características do espelho. A relação entre a distância focal f e o diâmetro da mancha focal d pode ser aproximada pela expressão

$$d = f \tan(0.54^\circ) \quad (67)$$

A composição do núcleo de uma fibra óptica determina a sua abertura numérica e, por conseguinte o seu ângulo máximo de aceitação θ_{max} . Assim, é necessário dimensionar o colector primário de modo a que este faça convergir a radiação solar num ângulo máximo com o seu eixo de simetria de θ_{max} . Esta grandeza relaciona-se com o raio do colector primário mediante

$$r = f \tan(\theta_{max}) \quad (68)$$

Estão disponíveis comercialmente fibras multimodo com dimensões de núcleo de 2mm de diâmetro e abertura numérica de cerca de 0,4 [26], entre estas encontrou-se o modelo Low OH-AnhydroguideTM APCH VIS-IR da Fiberguide Industries, cuja *datasheet* se anexa. Foram usadas as expressões (67) e (68) e as características da referida fibra para dimensionar um sistema colecção primário. As características chave da fibra e do sistema dimensionado são apresentadas na Tabela 6.1.

Tabela 6.1- Parâmetros do sistema de colecção com espelho parabólico pequeno e fibra óptica.

| $\theta_{max}(^\circ)$ | d (mm) | f (mm) | r (mm) |
|------------------------|--------|--------|--------|
| 22,95 | 2 | 212,2 | 89,87 |

Em trabalhos anteriores deste laboratório [35, 36] são relatadas eficiências da ordem dos 60% para a transmissão de fluxo solar concentrado neste tipo de fibra para uma irradiância solar na superfície terrestre de 800W/m^2 . Valores de eficiência semelhantes foram também registados por outros autores [26]. Considerando estes dados e um valor de reflectividade de 95% em ambos os reflectores é numericamente calculado um valor de potência óptica à saída da fibra de 11W.

6.4.1 Bombeamento solar de laser de disco com sistema de fibras ópticas

Por forma a incrementar a densidade de fluxo luminoso absorvido no disco de laser, enveredou-se por um conceito de bombeamento em que vários sistemas de concentração de luz solar em fibra óptica são acoplados a um sistema de laser de disco compósito. É também indicado por Feuerman et al [26] que o fluxo solar pode ainda sofrer maior concentração do que aquela proporcionada pelo espelho parabólico.

A concentração por sistemas não formadores de imagem com simetria cilíndrica e entrada e saída circulares obedece à conhecida invariante de Lagrange [5]. Considere-se o esquema da Figura 6.9.

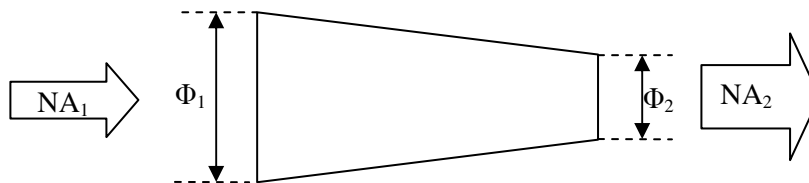


Figura 6.9- Representação esquemática da invariante de Lagrange para concentradores não formadores de imagem

De acordo com esta lei, um feixe que sofra concentração por um concentrador com diâmetro de entrada Φ_1 e diâmetro de saída Φ_2 , vê a sua abertura numérica incrementada de acordo com a expressão (69)

$$NA_1 \Phi_1 = NA_2 \Phi_2 \quad (69)$$

onde NA_1 e NA_2 correspondem respectivamente à abertura numérica à entrada e à saída do concentrador. Uma vez que o desenho óptico do sistema depende sobretudo da abertura numérica da fibra, a concentração secundária deve ser efectuada na extremidade distal da mesma. É portanto sugerido no artigo de Feuerman et al. o polimento cónico da extremidade da fibra de modo a formar um concentrador. Por este motivo foram estudados modelos de bombeamento com diferentes geometrias de concentrador secundário. O ângulo de divergência do feixe à saída do concentrador secundário foi calculado usando a expressão (70). Os valores obtidos para os diversos diâmetros de saída do concentrador secundário abordados estão descritos na Tabela 6.2.

Tabela 6.2- Ângulos de divergência calculados para cada valor de diâmetro de saída

| Φ_2 (mm) | θ_2 (°) |
|---------------|----------------|
| 2.0 | 23.00 |
| 1.9 | 24.29 |
| 1.8 | 25.73 |
| 1.7 | 27.37 |

Para estabelecer o desenho mais conveniente de concentrador secundário, foi usado o mesmo o diâmetro externo do elemento de YAG não dopado de 80mm em todas a simulações. Isto

permitiu também acoplar um maior número de fibras ao elemento de YAG não dopado para os modelos com menor diâmetro de saída do concentrador secundário. A Tabela 6.3 indica as características mais relevantes dos vários desenhos de colecção para cada valor de Φ_2 .

Tabela 6.3- Características chave dos vários desenhos de colecção para cada valor de Φ_2

| Φ_2 (mm) | Número de fibras | Área total de colecção (m ²) | Potência total de saída (W) |
|---------------|------------------|--|-----------------------------|
| 2.0 | 123 | 3.13 | 172.2 |
| 1.9 | 130 | 3.31 | 182 |
| 1.8 | 137 | 3.49 | 191.8 |
| 1.7 | 145 | 3.69 | 203 |

6.4.1.1 *Análise Zemax*

O estudo dos parâmetros óptimos de bombeamento foi levado a cabo com a aplicação de traçado de raios ZemaxTM. Análises anteriores indicaram ser mais favorável um disco de meio activo de 2 mm de espessura e 12mm de diâmetro. Para o traçado de raios o disco de meio activo foi dividido em 18000 zonas. O meio activo considerado foi 1.1%Nd:YAG. Para cada um dos desenhos de concentração secundária fez-se variar o ângulo de acoplamento ao elemento de YAG não dopado entre 45° e 52°.

Foram avaliados nesta fase dois indicadores do desempenho das diversas configurações do sistema:

- Eficiência de Bombeamento – razão entre a potência total à entrada do elemento não dopado e a potência absorvida pelo meio activo (gráfico Figura 6.10).
- Densidade de potência no meio activo – potência absorvida por volume no meio activo (gráfico Figura 6.11).

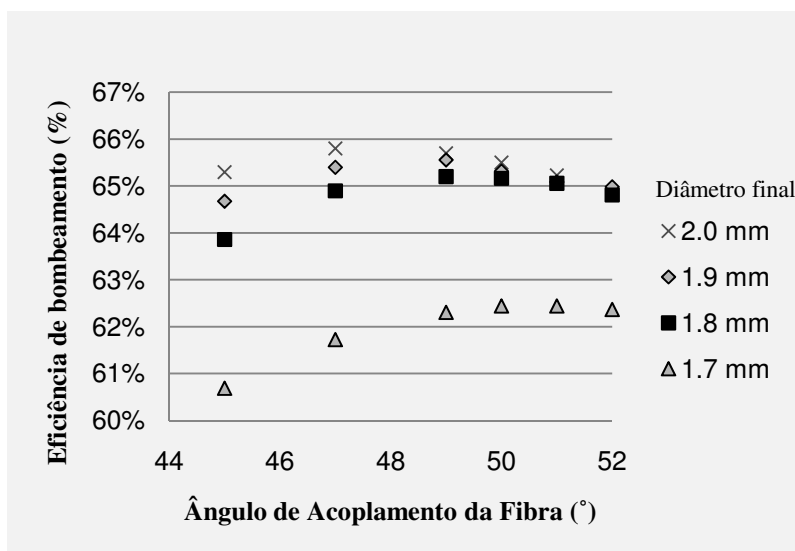


Figura 6.10- Valores simulados de eficiência de bombeamento em função do ângulo de acoplamento da fibra ao elemento não dopado para diversos valores de Φ_2 .

No que respeita à eficiência de bombeamento, verifica-se pela análise do gráfico da Figura 6.10 que esta é crescente com o diâmetro final da fibra. Observa-se também que a configuração com

diâmetro final de 1.7mm tem um desempenho cerca de 3% menos eficiente que as restantes. Observa-se também que as configurações com diâmetro final 2.0, 1.9 e 1.8mm convergem para valores de eficiência semelhantes entre si quando se faz aumentar o ângulo de acoplamento das fibras ao elemento de YAG não dopado. Para cada configuração de concentrador secundário, o máximo de eficiência de bombeamento dá-se para diferentes ângulos de acoplamento. Observa-se no gráfico que este tende a ocorrer para ângulos maiores para configurações de maior concentração secundária.

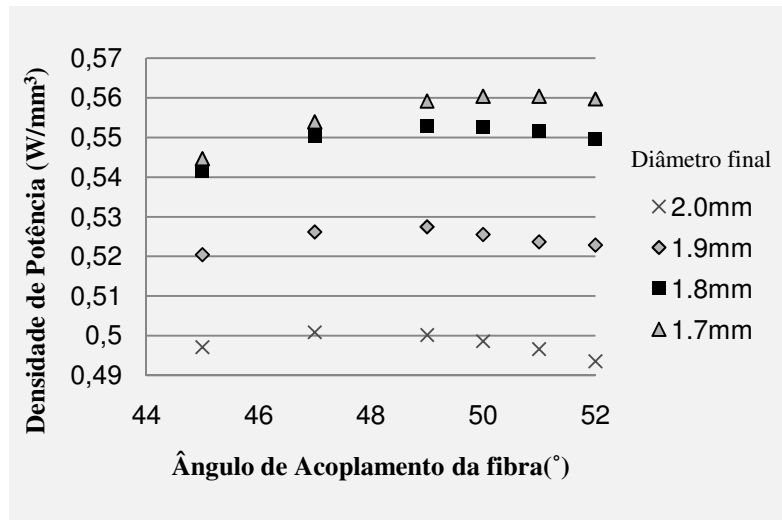


Figura 6.11- Valores simulados de densidade de potência absorvida no meio activo em função do ângulo de acoplamento da fibra ao elemento não dopado para diversos valores de Φ_2 .

Constata-se pela observação do gráfico da Figura 6.11, que se obtém maior densidade de potência para configurações com maior concentração secundária. É de reparar também que as configurações com maior concentração secundária comportam também um maior número de sistemas de colecção e consequentemente aportam maior potência luminosa ao meio activo, conforme descrito na Tabela 6.3. Observa-se que o máximo de densidade de potência tende a ocorrer para para ângulos maiores para para configurações de maior concentração.

6.4.1.2 Análise LASCAD

A partir dos resultados da análise de traçado de raios foram levados a cabo um estudo de elementos finitos e modelação de cavidade de ressonância com a aplicação LASCADTM. A cavidade de ressonância considerada é composta por dois espelhos planos paralelos normais às faces planas do disco. Para o reflector total é considerada uma reflectividade de 99,98% enquanto que para o acoplador de saída é parcialmente reflector. Considerou-se uma cavidade de 320mm de comprimento e uma perda por volta de 0.6% para o comprimento de onda de bombeamento solar médio de 660nm.

Investigaram-se dois parâmetros para as configurações já abordadas.

- Potência laser máxima gerada pela cavidade
- Eficiência de colecção – potência laser gerada por área de colecção

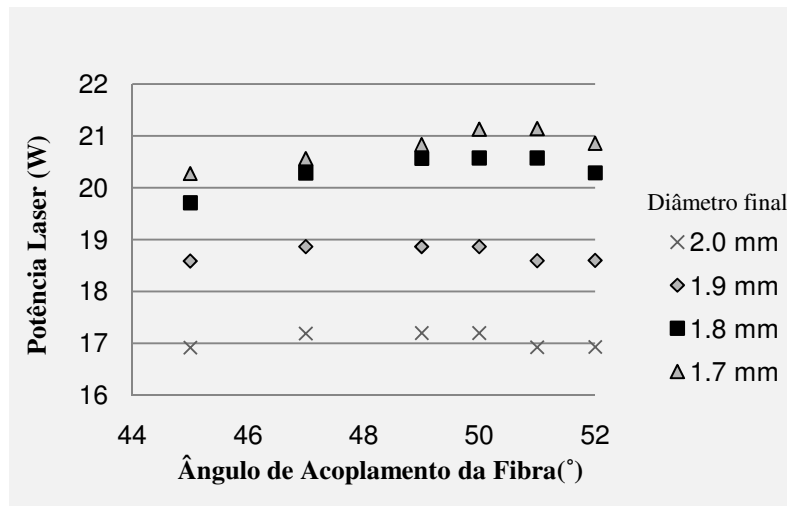


Figura 6.12- Valores simulados de potência laser em função do ângulo de acoplamento da fibra ao elemento não dopado para diversos valores de Φ_2 .

Comparando a Figura 6.12 com a Figura 6.11 é visível que a densidade de absorção de potência de bombeamento está intimamente relacionada com a potência laser emitida. É visível que as configurações com maior concentração secundária são aquelas que produzem maior potência laser. A potência máxima foi obtida para a configuração com 1.7mm de diâmetro final ângulo de acoplamento da fibra de 51° com 21.14W de laser, $M_X^2=89.38$ e $M_Y^2=89.43$. No entanto a potência laser emitida não pode servir como figura de mérito para este sistema pois não é possível dissociar entre a influência da maior concentração secundária e a do maior número de sistemas de colecção. Observa-se que o máximo de densidade de potência tende a ocorrer para ângulos de maiores para configurações de maior concentração

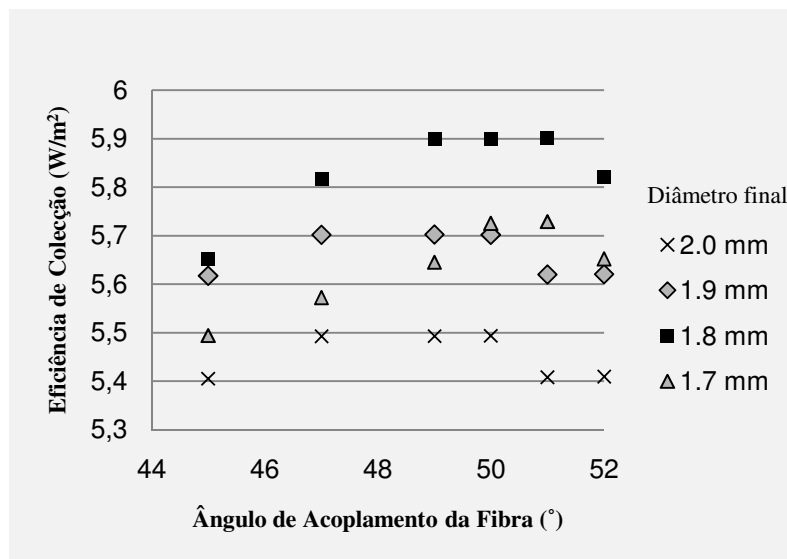


Figura 6.13- Valores simulados de eficiência de colecção em função do ângulo de acoplamento da fibra ao elemento não dopado para diversos valores de Φ_2 .

Na Figura 6.13 é bem visível que a concentração secundária com diâmetro final de 1.8mm proporciona maior eficiência de colecção. Os valores eficiência de colecção obtidos para 49° e 51° de ângulo de acoplamento são aproximadamente de 5.90 W/m². A configuração óptima é seleccionada para o menor valor de M^2 que é o da configuração com 49° de ângulo de acoplamento. Este produziria 20.6W de laser. Observa-se que o máximo de densidade de potência tende a ocorrer para ângulos de maiores para configurações de maior concentração. A Figura 6.14 ilustra o perfil de bombeamento obtido para a configuração óptima.

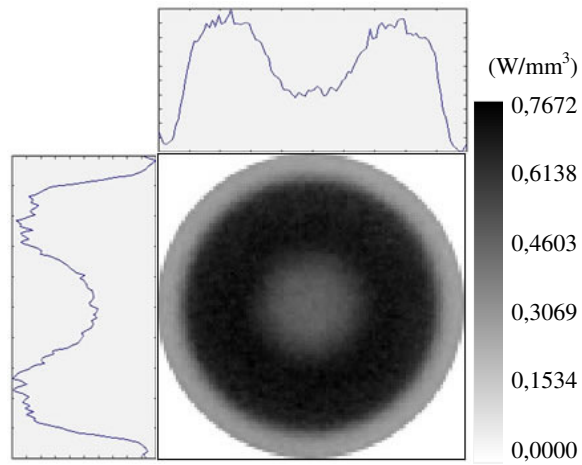


Figura 6.14- Perfil de absorção da configuração ótima.

Desenhou-se ainda um modelo em AUTOCADTM para a configuração otimizada. Apresenta-se uma renderização deste na Figura 6.15.

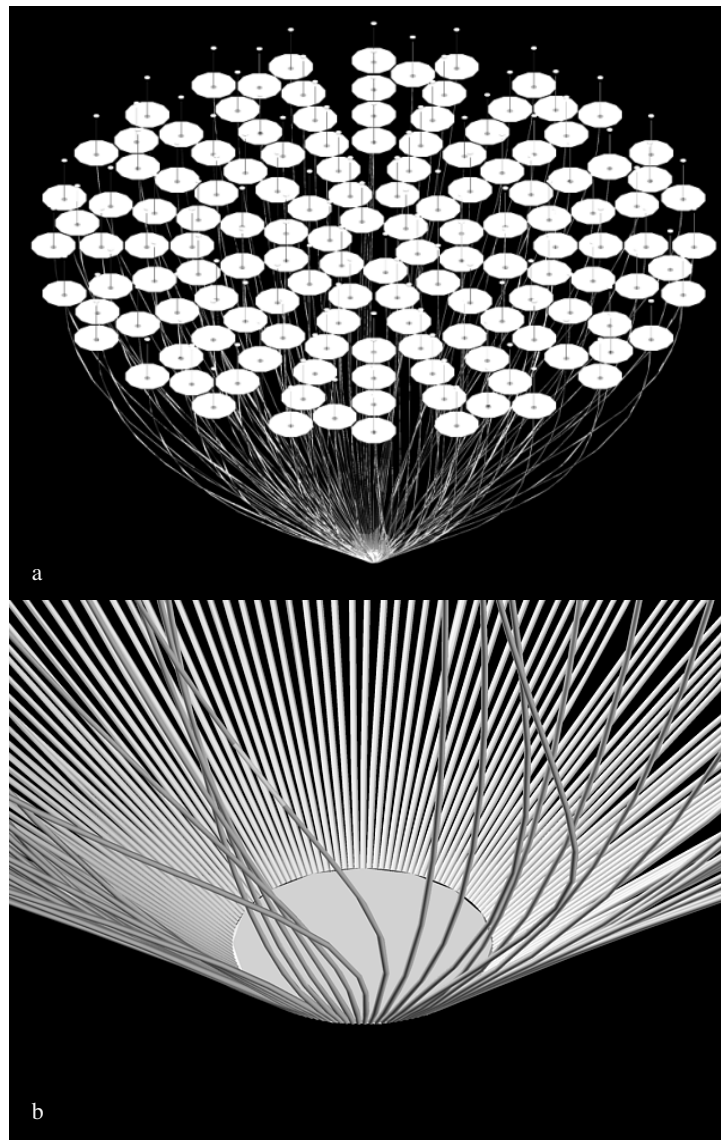


Figura 6.15- Renderização de desenho tridimensional de sistema de bombeamento para a configuração ótima. a) Vista geral. b) Detalhe do acoplamento da fibra óptica ao disco de laser composto.

É de notar que os 137 sistemas de colecção foram dispostos radialmente de modo a facilitar o desenvolvimento de uma estrutura de suporte. O comprimento da fibra óptica foi mantido inferior a 2m para que se verifiquem as especificações de abertura numérica constantes da *datasheet* anexa. No total este sistema teria 2.7m de diâmetro. No entanto já existem no mercado sistemas de seguimento solar para painéis fotovoltaicos com dimensões de 5x5m.

O trabalho de desenvolvimento levado a cabo no âmbito do bombeamento solar de laser de disco foi objecto de duas comunicações por Poster respectivamente na conferência CLEO EUROPE- EQEC 2011 e na conferência AOP 2011 da SPIE. Esta última incluiu a publicação do artigo que se apresenta no anexo 6.

7 Conclusões

Os trabalhos desta dissertação resultaram na optimização de um novo modelo de bombeamento de laser de estado sólido. O bombeamento lateral de um cilindro de Nd:YAG com luz solar concentrada num concentrador V-groove é uma alternativa viável a outros tipos de concentrador com formas geométricas mais complexas. Os estudos de simulação de traçado de raios, análise de elementos finitos e simulação de cavidade de ressonância indicam que o modelo optimizado deste conceito pode produzir um feixe multimodo com potência até 15,03W e qualidade $Mx^2=9.68$ $My^2=9.48$. Estes valores traduzem-se numa eficiência de colecção de 8,28W/m².

Foi desenvolvido e construído um protótipo com parâmetros diferentes dos óptimos, como medida de prevenção de danos ao meio activo. Este produziu 4.02W de laser durante a campanha de testes experimentais. Análises posteriores vieram a confirmar que este baixo valor se deveu ao estado de conservação das superfícies reflectoras e à baixa irradiância solar característica da altura do ano que os testes experimentais foram levados a cabo. Confirmou-se também desse modo o método de dimensionamento do sistema de bombeamento.

O protótipo desenvolvido constitui um versátil equipamento para bombeamento lateral de cilindros de laser de estado sólido. O acoplamento de diferentes tipos de interface entre o foco de um concentrador primário e a entrada do secundário, como guias de onda de diferente formato ou mesmo concentradores DTIRC, exige apenas o desenvolvimento de um novo retentor. A modularidade deste modelo revela-se uma vantagem também no baixo esforço de desenvolvimento necessário à sua adaptação a cilindros de meio activo de diâmetro diferente ou na sua adaptação a concentradores de perfil diferente. No âmbito dos trabalhos desta dissertação foi ainda construído um suporte mecânico para acoplamento de sistemas ópticos ao concentrador parabólico do espólio do laboratório. Foi também implementado um método que permite o posicionamento de sistemas ópticos no foco concentrador parabólico em condições de segurança.

Foi também desenvolvido um inovador conceito de bombeamento solar de laser de disco. Este, é o primeiro a aplicar a concentração de luz solar em fibra óptica ao bombeamento de laser de disco. Os resultados dos estudos de simulação permitem concluir que o modelo optimizado para a maior eficiência de colecção produziria um feixe com 20.6W de potência e qualidade $Mx^2=88.5$ $My^2=89.4$. Estes resultados do estudo deste conceito de laser encontram-se publicados.

8 Bibliografia

- [1] C. G. Young, “Sun pumped CW one-watt laser”, Appl. Opt., vol. 5, pp.993-997, 1966
- [2] D. Graham-Rowe, “Solar powered lasers”, Nat. Photonics 4 (2), 64-65, 2010
- [3] Weckslar, M. and Shwartz, J., “Solar pumped solid-state laser” IEEE J. of Quant. Elect., vol. 24, no. 6, pp. 1222–1228, (1988).
- [4] M. Lando et al., “A solar-pumped Nd:YAG laser in the high collection efficiency regime”, Optics Communications , vol. 222, pp. 371-381, 2003
- [5] Roland Winston, Juan C. Miñano e Pablo Benítez, “NONIMAGING OPTICS”, Elsevier Academic Press, pp 18-21, 2005
- [6] Rui Pereira, Dawei Liang, “High Conversion efficiency solar laser pumping by a light guide /2D-CPC”, Optical Communications, vol 282, 2009 pp 1385-1392
- [7] Dawei Liang e Joana Almeida “Highly efficient solar-pumped Nd:YAG laser” Optics Express, Vol. 19, nº 17, pp 26399-26405, 2011
- [8] Walter Koechner, Michael Bass, “Solid state lasers: a graduate text”, Springer, 2013
- [9] João P. Geraldese, Dawei Liang, “An alternative solar pumping approach by a light guide assembly elliptical-cylindrical cavity”, Solar energy materials & solar cells, vol 92, April 2008 pp 836-843
- [10] Dawei Liang, Rui Pereira, “Maximizing TEM₀₀ solar laser power by light guide assembly-elliptical cavity” Optics & laser technology, vol 41, 2009, pp 687-692
- [11] Grant R. Fowles “Introduction to modern optics”, 2nd edition, Holt, Rinehart and Winston Inc., 1968
- [12] Pedro Henriques Bernardes, “Melhoria do desempenho de um laser de estado sólido em modo de operação de onda contínua utilizando novos esquemas de bombeamento com guias de onda”, FCT-UNL, Julho de 2007
- [13] Eugene Hecht, “Optics”, 2002, pp 581-597
- [14] Milloni, Eberly “Laser Physics”, Wiley,2010, pp 143-148
- [15] B.D. Guenther et al. “Enciclopedia of Modern Optics”, Elsevier Academic Press pp 2116-2118, 2005
- [16] Kenneth Shepler, Rita Peterson, Patrick Berry e Jason McKay “Thermal Effects in Cr²⁺:ZnSe Thin Disk Lasers” IEEE Journal of Selected topics in Quantum Electronics, vol. 11, nº3, 2005
- [17] L. E. Zapata, R.A. Beach, S. Mitchell, A. Payne, Captain S. Massey “Yb Thin-Disk Laser Results” Solid State and Diode Laser Technology Review, 2002

- [18] Dawei Liang e Rui Pereira “Diode pumping of a solid-state laser rod by a two-dimensional CPC–elliptical cavity with intervening optics”, Optics Communications, vol. 275, pp 104-115, 2007
- [19] Rui Pereira, “Avanços em esquemas de bombeamento para lasers de disco fino”
Dissertação para obtenção do Grau de Doutor, FCT-UNL, pp 33-42, 2010
- [20] Zemax™, “Optical Design Program User's Guide”, pp 289, 324-332, 2005
- [21] Konrad Altmann, “Numerical Modeling of Solid-State Lasers With LASCAD 3.2”, LASCAD GmbH, Munich
- [22] LASCAD™ 3.3.5 Manual, pp3 e 4, 2007
- [23] NASA Solar System Exploration –Sun: Overview
<http://solarsystem.nasa.gov/planets/profile.cfm?Object=Sun>
- [24] Joana Neves, “Desenvolvimento de um Concentrador Solar Fixo para Foto-Estimulação”,
Dissertação para obtenção do grau de Mestre em Engenharia Biomédica, FCT-UNL, pp 28, 2011
- [25] D.Liang e R. Pereira, “A Simple Approach for Enhancing the Output Performance of Solar-Pumped Solid-State Lasers”, International Journal of Optics, Volume 2009
- [26] Feuermann, D., Gordon, J. and Huleihil, M., “Solar Fiber-Optic Mini-Dish Concentrators: First Experimental results and Field Experience”, Sol. Energ. vol. 72, p.470, (2002)
- [27] T. Brand, “Compact 170-W continuous-wave diode-pumped Nd:YAG rod laser with a cusp-shaped reflector” OPTICS LETTERS, Vol. 20, No. 17, pp. 1776-1778, 1995
- [28] Chad Nelson e Jordan Crist, “Beam Analysis: Predicting laser beam characteristics”, Laser Journal, pp 36-39, 2012
- [29] Rudiger Paschotta “Encyclopedia of Laser Physics and Technology: M² Factor”
http://www.rp-photonics.com/m2_factor.html
- [30] Luís Veiga da Cunha, “Desenho Técnico”13ª edição, Fundação Calouste Gulbenkian, Lisboa, pp 365-393, 2004
- [31] P.J. Raea, D.M. Dattelbaumb, “The properties of poly(tetrafluoroethylene) (PTFE) in compression”, Polymer, vol 45, pp7615–7625 , 2004
- [32] Christian Stewen, Karsten Contag, Mikhail Larionov, Adolf Giesen, e Helmut Hügel, “A 1-kW CW Thin Disc Laser” IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS, VOL. 6, NO. 4, pp 650-657, 2000
- [33] Adolf Giesen and Jochen Speiser, “Fifteen Years of Work on Thin-Disk Lasers: Results and Scaling Laws” IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS, VOL. 13, NO. 3, pp 598-609, 2007
- [34] L. Zapata, R. Beach e S. Payne, “Composite Thin-Disk Laser Scaleable to 100 kW Average Power Output and beyond”, Solid State and Diode Laser Technology Review, 2000

- [35] Dascalu, T., Taira, T., “Highly efficient configuration for microchip solid-state laser”, *Opt. Exp*, vol.14, p. 672 (2006)
- [36] Liang, D., Monteiro, L. F., Teixeira, M. R., Monteiro, M. L., Pereira, M. C. “Fiber-Optic Solar Energy Transmission and Concentration” *Sol. Energ. Mat. Sol. Cells*, 54, pp. 323-331,(1998).
- [37] Liang, D., Nunes, Y., Monteiro, L. F., Monteiro, M. L. and Pereira, M. C., “ 200W Solar Energy Delivery with Optical Fiber Bundles” *Proc. of SPIE*, Vol. 3139, pp.217-224, 1997

Anexo1- Dado considerados na modelação do espectro solar

| Wavelength Data | | | | | |
|--|-----------------|-------------------|--|-----------------|--------|
| Use | Wavelength (μm) | Weight | Use | Wavelength (μm) | Weight |
| <input checked="" type="checkbox"/> 1 | 0.52700000 | 65 | <input checked="" type="checkbox"/> 13 | 0.79000000 | 67 |
| <input checked="" type="checkbox"/> 2 | 0.53100000 | 70 | <input checked="" type="checkbox"/> 14 | 0.79300000 | 66 |
| <input checked="" type="checkbox"/> 3 | 0.56800000 | 82 | <input checked="" type="checkbox"/> 15 | 0.80300000 | 65 |
| <input checked="" type="checkbox"/> 4 | 0.57800000 | 87 | <input checked="" type="checkbox"/> 16 | 0.80500000 | 64 |
| <input checked="" type="checkbox"/> 5 | 0.58600000 | 88 | <input checked="" type="checkbox"/> 17 | 0.80800000 | 63 |
| <input checked="" type="checkbox"/> 6 | 0.59200000 | 88 | <input checked="" type="checkbox"/> 18 | 0.81100000 | 62 |
| <input checked="" type="checkbox"/> 7 | 0.73200000 | 81 | <input checked="" type="checkbox"/> 19 | 0.81500000 | 61 |
| <input checked="" type="checkbox"/> 8 | 0.73600000 | 80 | <input checked="" type="checkbox"/> 20 | 0.82000000 | 60 |
| <input checked="" type="checkbox"/> 9 | 0.74300000 | 80 | <input checked="" type="checkbox"/> 21 | 0.86500000 | 49 |
| <input checked="" type="checkbox"/> 10 | 0.74600000 | 78 | <input checked="" type="checkbox"/> 22 | 0.88700000 | 46 |
| <input checked="" type="checkbox"/> 11 | 0.75300000 | 77 | <input type="checkbox"/> 23 | 0.55000000 | 1 |
| <input checked="" type="checkbox"/> 12 | 0.75800000 | 76 | <input type="checkbox"/> 24 | 0.55000000 | 1 |
| Select -> | | F, d, C (Visible) | Primary: 1 | | |

Anexo 2 -Dados de transmissão considerados para os diversos materiais transparentes usados

Sílica Fundida

| Transmission Data | | | |
|-------------------|----------|----------|-----------|
| Glass: SILICA | | | |
| Num | Lambda | Trans | Thick |
| 1 | 0.334000 | 1.000000 | 10.000000 |
| 2 | 0.350000 | 1.000000 | 10.000000 |
| 3 | 0.365000 | 1.000000 | 10.000000 |
| 4 | 0.370000 | 1.000000 | 10.000000 |
| 5 | 0.380000 | 1.000000 | 10.000000 |
| 6 | 0.390000 | 1.000000 | 10.000000 |
| 7 | 0.400000 | 1.000000 | 10.000000 |
| Scroll Up | | Page Up | Save |
| Scroll Dn | | Page Dn | Exit |

| Transmission Data | | | |
|-------------------|----------|----------|-----------|
| Glass: SILICA | | | |
| Num | Lambda | Trans | Thick |
| 8 | 0.420000 | 0.998000 | 10.000000 |
| 9 | 0.460000 | 0.998000 | 10.000000 |
| 10 | 0.500000 | 0.998000 | 10.000000 |
| 11 | 0.660000 | 0.998000 | 10.000000 |
| 12 | 1.060000 | 0.998000 | 10.000000 |
| 13 | 1.529000 | 0.998000 | 10.000000 |
| 14 | 2.325000 | 0.998000 | 10.000000 |
| Scroll Up | | Page Up | Save |
| Scroll Dn | | Page Dn | Exit |

Água

| Transmission Data | | | |
|-------------------|----------|----------|-----------|
| Glass: WATER/ED | | | |
| Num | Lambda | Trans | Thick |
| 1 | 0.200000 | 0.933327 | 10.000000 |
| 2 | 0.225000 | 0.972972 | 10.000000 |
| 3 | 0.250000 | 0.983340 | 10.000000 |
| 4 | 0.275000 | 0.989375 | 10.000000 |
| 5 | 0.300000 | 0.993322 | 10.000000 |
| 6 | 0.325000 | 0.995829 | 10.000000 |
| 7 | 0.350000 | 0.997673 | 10.000000 |

| Transmission Data | | | |
|-------------------|----------|----------|-----------|
| Glass: WATER/ED | | | |
| Num | Lambda | Trans | Thick |
| 8 | 0.375000 | 0.998830 | 10.000000 |
| 9 | 0.400000 | 0.999420 | 10.000000 |
| 10 | 0.425000 | 0.999620 | 10.000000 |
| 11 | 0.450000 | 0.999720 | 10.000000 |
| 12 | 0.475000 | 0.999753 | 10.000000 |
| 13 | 0.500000 | 0.999750 | 10.000000 |
| 14 | 0.525000 | 0.999680 | 10.000000 |

| Transmission Data | | | |
|-------------------|----------|----------|-----------|
| Glass: WATER/ED | | | |
| Num | Lambda | Trans | Thick |
| 15 | 0.550000 | 0.999550 | 10.000000 |
| 16 | 0.575000 | 0.999210 | 10.000000 |
| 17 | 0.600000 | 0.997703 | 10.000000 |
| 18 | 0.625000 | 0.997204 | 10.000000 |
| 19 | 0.650000 | 0.996805 | 10.000000 |
| 20 | 0.675000 | 0.995859 | 10.000000 |
| 21 | 0.700000 | 0.994018 | 10.000000 |

| Transmission Data | | | |
|-------------------|----------|----------|-----------|
| Glass: WATER/ED | | | |
| Num | Lambda | Trans | Thick |
| 22 | 0.725000 | 0.984226 | 10.000000 |
| 23 | 0.750000 | 0.974335 | 10.000000 |
| 24 | 0.775000 | 0.976286 | 10.000000 |
| 25 | 0.800000 | 0.980199 | 10.000000 |
| 26 | 0.810000 | 0.980338 | 10.000000 |
| 27 | 0.820000 | 0.976377 | 10.000000 |
| 28 | 0.825000 | 0.972388 | 10.000000 |

| Transmission Data | | | |
|-------------------|----------|----------|-----------|
| Glass: WATER/ED | | | |
| Num | Lambda | Trans | Thick |
| 29 | 0.830000 | 0.971349 | 10.000000 |
| 30 | 0.840000 | 0.965888 | 10.000000 |
| 31 | 0.850000 | 0.957911 | 10.000000 |
| 32 | 0.860000 | 0.954318 | 10.000000 |
| 33 | 0.870000 | 0.949330 | 10.000000 |
| 34 | 0.875000 | 0.945539 | 10.000000 |
| 35 | 0.880000 | 0.945560 | 10.000000 |

| Transmission Data | | | |
|-------------------|----------|----------|-----------|
| Glass: WATER/ED | | | |
| Num | Lambda | Trans | Thick |
| 36 | 0.890000 | 0.941358 | 10.000000 |
| 37 | 0.900000 | 0.934260 | 10.000000 |
| 38 | 0.910000 | 0.929682 | 10.000000 |
| 39 | 0.920000 | 0.896488 | 10.000000 |
| 40 | 0.925000 | 0.865888 | 10.000000 |
| 41 | 0.930000 | 0.841171 | 10.000000 |
| 42 | 0.940000 | 0.765390 | 10.000000 |

| Transmission Data | | | |
|-------------------|----------|----------|-----------|
| Glass: WATER/ED | | | |
| Num | Lambda | Trans | Thick |
| 43 | 0.950000 | 0.677057 | 10.000000 |
| 44 | 0.960000 | 0.657047 | 10.000000 |
| 45 | 0.970000 | 0.637628 | 10.000000 |
| 46 | 0.975000 | 0.637628 | 10.000000 |
| 47 | 0.980000 | 0.650509 | 10.000000 |
| 48 | 0.990000 | 0.663650 | 10.000000 |
| 49 | 1.000000 | 0.697676 | 10.000000 |

| Transmission Data | | | |
|-------------------|----------|----------|-----------|
| Glass: WATER/ED | | | |
| Num | Lambda | Trans | Thick |
| 50 | 1.020000 | 0.763379 | 10.000000 |
| 51 | 1.040000 | 0.852144 | 10.000000 |
| 52 | 1.060000 | 0.886920 | 10.000000 |
| 53 | 1.080000 | 0.878095 | 10.000000 |
| 54 | 1.100000 | 0.843665 | 10.000000 |
| 55 | 1.120000 | 0.584521 | 10.000000 |
| 56 | 1.140000 | 0.516851 | 10.000000 |

| Transmission Data | | | |
|-------------------|----------|----------|-----------|
| Glass: WATER/ED | | | |
| Num | Lambda | Trans | Thick |
| 57 | 1.160000 | 0.410656 | 10.000000 |
| 58 | 1.180000 | 0.353455 | 10.000000 |
| 59 | 1.200000 | 0.353455 | 10.000000 |
| 60 | 0.000000 | 0.000000 | 0.000000 |
| 61 | 0.000000 | 0.000000 | 0.000000 |
| 62 | 0.000000 | 0.000000 | 0.000000 |
| 63 | 0.000000 | 0.000000 | 0.000000 |

YAG não dopado (FDS9)

Transmission Data

Glass: FDS9

| Num | Lambda | Trans | Thick |
|-----|----------|----------|-----------|
| 1 | 0.280000 | 0.000000 | 10.000000 |
| 2 | 0.290000 | 0.000000 | 10.000000 |
| 3 | 0.300000 | 0.000000 | 10.000000 |
| 4 | 0.310000 | 0.000000 | 10.000000 |
| 5 | 0.320000 | 0.000000 | 10.000000 |
| 6 | 0.330000 | 0.000000 | 10.000000 |
| 7 | 0.340000 | 0.000000 | 10.000000 |

Scroll Up

Page Up

Save

Scroll Dn

Page Dn

Exit

Transmission Data

Glass: FDS9

| Num | Lambda | Trans | Thick |
|-----|----------|----------|-----------|
| 8 | 0.350000 | 0.000000 | 10.000000 |
| 9 | 0.360000 | 0.000000 | 10.000000 |
| 10 | 0.370000 | 0.160000 | 10.000000 |
| 11 | 0.380000 | 0.500000 | 10.000000 |
| 12 | 0.390000 | 0.740000 | 10.000000 |
| 13 | 0.400000 | 0.860000 | 10.000000 |
| 14 | 0.420000 | 0.947000 | 10.000000 |

Scroll Up

Page Up

Save

Scroll Dn

Page Dn

Exit

Transmission Data

Glass: FDS9

| Num | Lambda | Trans | Thick |
|-----|----------|----------|-----------|
| 15 | 0.440000 | 0.977000 | 10.000000 |
| 16 | 0.460000 | 0.985000 | 10.000000 |
| 17 | 0.480000 | 0.992000 | 10.000000 |
| 18 | 0.500000 | 0.994000 | 10.000000 |
| 19 | 0.550000 | 0.997000 | 10.000000 |
| 20 | 0.600000 | 0.999000 | 10.000000 |
| 21 | 0.650000 | 0.999000 | 10.000000 |

Scroll Up

Page Up

Save

Scroll Dn

Page Dn

Exit

Transmission Data

Glass: FDS9

| Num | Lambda | Trans | Thick |
|-----|----------|----------|-----------|
| 22 | 0.700000 | 0.999000 | 10.000000 |
| 23 | 0.750000 | 0.998000 | 10.000000 |
| 24 | 0.800000 | 0.996000 | 10.000000 |
| 25 | 0.900000 | 0.996000 | 10.000000 |
| 26 | 1.000000 | 0.997000 | 10.000000 |
| 27 | 1.060000 | 0.997000 | 10.000000 |
| 28 | 1.100000 | 0.996000 | 10.000000 |

Scroll Up

Page Up

Save

Scroll Dn

Page Dn

Exit

Transmission Data

Glass: FDS9

| Num | Lambda | Trans | Thick |
|-----|----------|----------|-----------|
| 29 | 1.300000 | 0.997000 | 10.000000 |
| 30 | 1.550000 | 0.996000 | 10.000000 |
| 31 | 0.000000 | 0.000000 | 0.000000 |
| 32 | 0.000000 | 0.000000 | 0.000000 |
| 33 | 0.000000 | 0.000000 | 0.000000 |
| 34 | 0.000000 | 0.000000 | 0.000000 |
| 35 | 0.000000 | 0.000000 | 0.000000 |

Scroll Up

Page Up

Save

Scroll Dn

Page Dn

Exit

1.1%Nd:YAG

Transmission Data

Glass: YAG-NOVA

| Num | Lambda | Trans | Thick |
|-----|----------|----------|-----------|
| 1 | 0.300000 | 1.000000 | 10.000000 |
| 2 | 0.310000 | 1.000000 | 10.000000 |
| 3 | 0.320000 | 1.000000 | 10.000000 |
| 4 | 0.330000 | 1.000000 | 10.000000 |
| 5 | 0.340000 | 1.000000 | 10.000000 |
| 6 | 0.350000 | 1.000000 | 10.000000 |
| 7 | 0.360000 | 1.000000 | 10.000000 |

Scroll Up

Page Up

Save

Scroll Dn

Page Dn

Exit

Transmission Data

Glass: YAG-NOVA

| Num | Lambda | Trans | Thick |
|-----|----------|----------|-----------|
| 8 | 0.370000 | 1.000000 | 10.000000 |
| 9 | 0.380000 | 1.000000 | 10.000000 |
| 10 | 0.390000 | 1.000000 | 10.000000 |
| 11 | 0.400000 | 1.000000 | 10.000000 |
| 12 | 0.420000 | 1.000000 | 10.000000 |
| 13 | 0.440000 | 1.000000 | 10.000000 |
| 14 | 0.460000 | 1.000000 | 10.000000 |

Scroll Up

Page Up

Save

Scroll Dn

Page Dn

Exit

Transmission Data

Glass: YAG-NOVA

| Num | Lambda | Trans | Thick |
|-----|----------|----------|-----------|
| 15 | 0.480000 | 1.000000 | 10.000000 |
| 16 | 0.527000 | 0.240000 | 10.000000 |
| 17 | 0.531000 | 0.260000 | 10.000000 |
| 18 | 0.568000 | 0.090000 | 10.000000 |
| 19 | 0.578000 | 0.390000 | 10.000000 |
| 20 | 0.586000 | 0.002800 | 10.000000 |
| 21 | 0.592000 | 0.240000 | 10.000000 |

Scroll Up

Page Up

Save

Scroll Dn

Page Dn

Exit

Transmission Data

Glass: YAG-NOVA

| Num | Lambda | Trans | Thick |
|-----|----------|----------|-----------|
| 22 | 0.732000 | 0.240000 | 10.000000 |
| 23 | 0.736000 | 0.090000 | 10.000000 |
| 24 | 0.743000 | 0.160000 | 10.000000 |
| 25 | 0.746000 | 0.002000 | 10.000000 |
| 26 | 0.753000 | 0.024000 | 10.000000 |
| 27 | 0.758000 | 0.039000 | 10.000000 |
| 28 | 0.790000 | 0.350000 | 10.000000 |

Scroll Up

Page Up

Save

Scroll Dn

Page Dn

Exit

Transmission Data

Glass: YAG-NOVA

| Num | Lambda | Trans | Thick |
|-----|----------|----------|-----------|
| 29 | 0.793000 | 0.056000 | 10.000000 |
| 30 | 0.803000 | 0.090000 | 10.000000 |
| 31 | 0.805000 | 0.060000 | 10.000000 |
| 32 | 0.808000 | 0.001000 | 10.000000 |
| 33 | 0.811000 | 0.014000 | 10.000000 |
| 34 | 0.815000 | 0.250000 | 10.000000 |
| 35 | 0.820000 | 0.150000 | 10.000000 |

Scroll Up

Page Up

Save

Scroll Dn

Page Dn

Exit

Transmission Data

Glass: YAG-NOVA

| Num | Lambda | Trans | Thick |
|-----|----------|----------|-----------|
| 36 | 0.865000 | 0.240000 | 10.000000 |
| 37 | 0.880000 | 0.400000 | 10.000000 |
| 38 | 0.000000 | 0.000000 | 0.000000 |
| 39 | 0.000000 | 0.000000 | 0.000000 |
| 40 | 0.000000 | 0.000000 | 0.000000 |
| 41 | 0.000000 | 0.000000 | 0.000000 |
| 42 | 0.000000 | 0.000000 | 0.000000 |

Scroll Up

Page Up

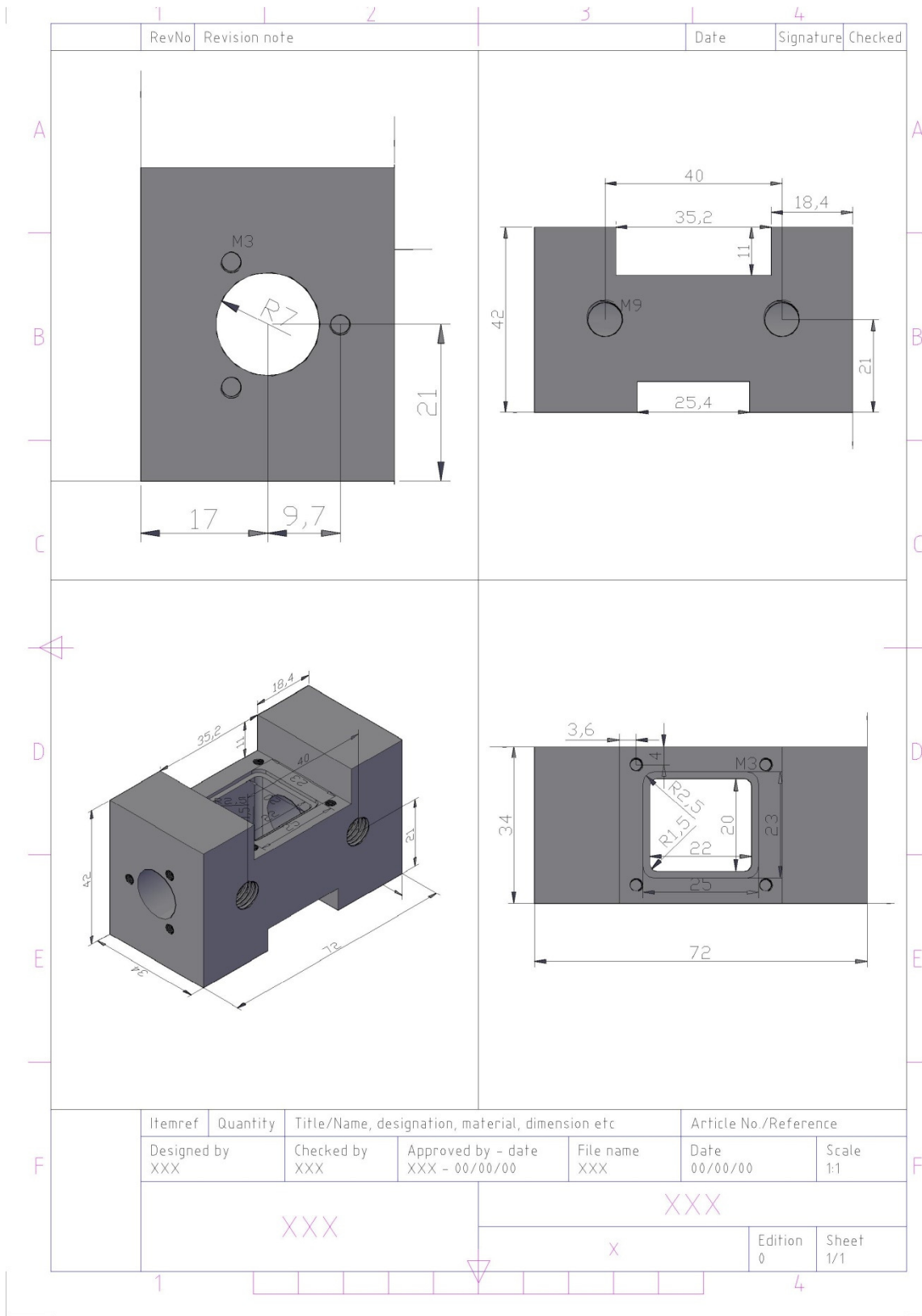
Save

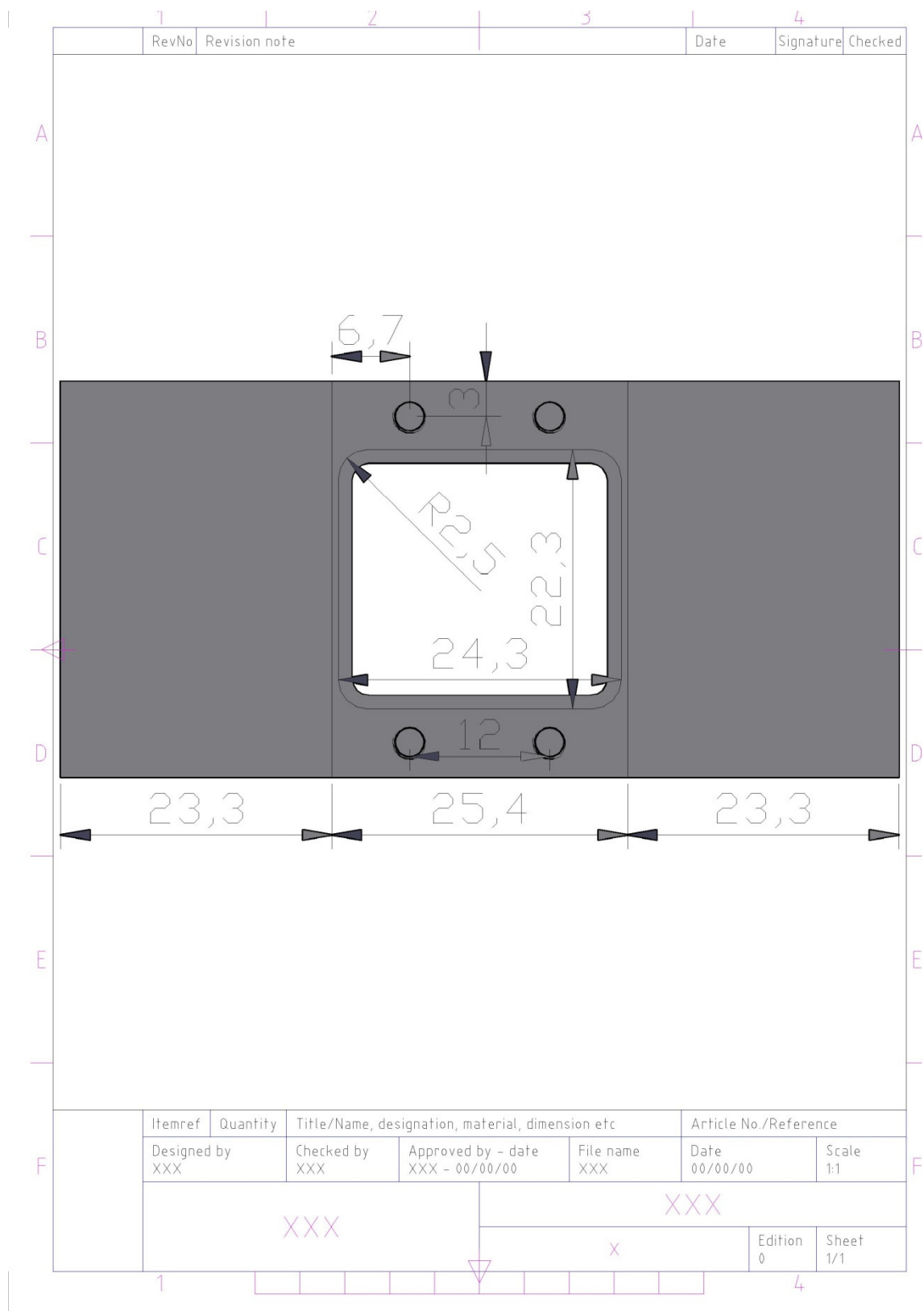
Scroll Dn

Page Dn

Exit

Anexo 3- Desenho técnico da cabeça de laser para produção





| | | | | | | | | |
|--|-------|---------------|---|--|---|------|-----------|---------|
| | 1 | | 2 | | 3 | | 4 | |
| | RevNo | Revision note | | | | Date | Signature | Checked |

A
A

B
B

C
C

D
D

E
E

F
F

Technical drawing of a mechanical part. The drawing shows a cross-section of a component with a central rectangular feature. Dimensions are indicated: a vertical dimension of 1, a horizontal dimension of 1,5, and a vertical dimension of 7. The part is shown in a dark gray color.

| | | | | | | | |
|--|--------------------|-------------------|--|------------------|------------------|-----------------------|--|
| | Itemref | Quantity | Title/Name, designation, material, dimension etc | | | Article No./Reference | |
| | Designed by XXX | Checked by XXX | Approved by - date XXX - 00/00/00 | File name XXX | Date 00/00/00 | Scale 1:1 | |
| | XXX | | | XXX | | | |
| | | | | x | Edition 0 | Sheet 1/1 | |

1
4

| | 1 | 2 | 3 | 4 | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
|--------------------|---|--|-----------------------|------------------|----------------------|---------|----------|--|-----------------------|--|--|--------------------|-------------------|--------------------------------------|------------------|------------------|--------------|-----|--|--|-----|--|--|--|--|--|---|--------------|--------------|
| | RevNo | Revision note | | Date | Signature Checked | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| A | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| B | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| C | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| D | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| E | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| F | <table border="1" style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <tr> <th style="width: 10%;">Itemref</th> <th style="width: 10%;">Quantity</th> <th style="width: 40%;">Title/Name, designation, material, dimension etc</th> <th colspan="3" style="width: 40%;">Article No./Reference</th> </tr> <tr> <td>Designed by XXX</td> <td>Checked by XXX</td> <td>Approved by - date XXX - 00/00/00</td> <td>File name XXX</td> <td>Date 00/00/00</td> <td>Scale 1:1</td> </tr> <tr> <td colspan="3" style="text-align: center; height: 40px; vertical-align: middle;">XXX</td> <td colspan="3" style="text-align: center; height: 40px; vertical-align: middle;">XXX</td> </tr> <tr> <td colspan="3"></td> <td style="text-align: center;">x</td> <td>Edition 0</td> <td>Sheet 1/1</td> </tr> </table> | | | | | Itemref | Quantity | Title/Name, designation, material, dimension etc | Article No./Reference | | | Designed by XXX | Checked by XXX | Approved by - date XXX - 00/00/00 | File name XXX | Date 00/00/00 | Scale 1:1 | XXX | | | XXX | | | | | | x | Edition 0 | Sheet 1/1 |
| Itemref | Quantity | Title/Name, designation, material, dimension etc | Article No./Reference | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| Designed by XXX | Checked by XXX | Approved by - date XXX - 00/00/00 | File name XXX | Date 00/00/00 | Scale 1:1 | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| XXX | | | XXX | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | | | x | Edition 0 | Sheet 1/1 | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | 1 | | | 4 | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |

| | 1 | 2 | 3 | 4 | |
|--|-------|---------------|---|------|-----------|
| | RevNo | Revision note | | Date | Signature |
| | | | | | Checked |

A
A

B
B

C
C

D
D

E
E

F

| Itemref | Quantity | Title/Name, designation, material, dimension etc | Article No./Reference |
|--------------------|-------------------|--|---|
| Designed by XXX | Checked by XXX | Approved by - date XXX - 00/00/00 | Date 00/00/00 |
| XXX | | XXX | |
| | | x | <div style="display: flex; justify-content: space-between;"> <div>Edition 0</div> <div>Sheet 1/1</div> </div> |

F

1
4

| | 1 | 2 | 3 | 4 | |
|--|-------|---------------|---|------|-----------|
| | RevNo | Revision note | | Date | Signature |
| | | | | | Checked |

A
A

Internal
M9

B
B

C
C

D
D

E
E

D
D

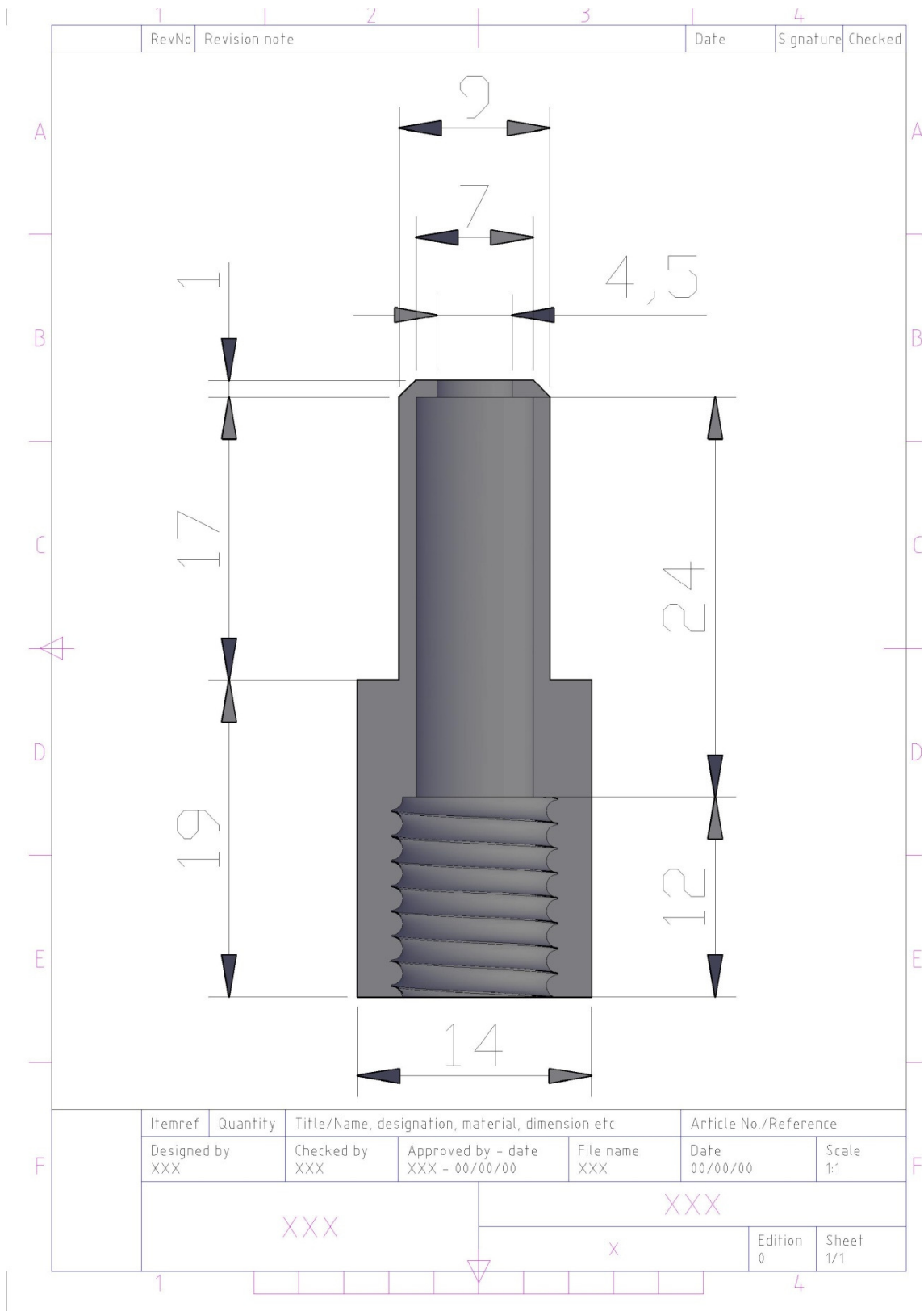
Internal
M9

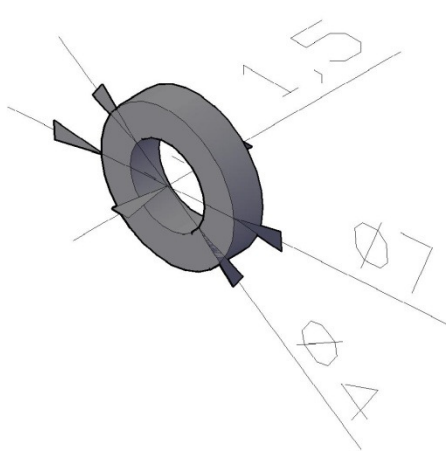
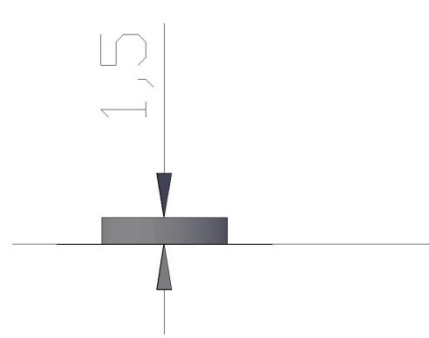
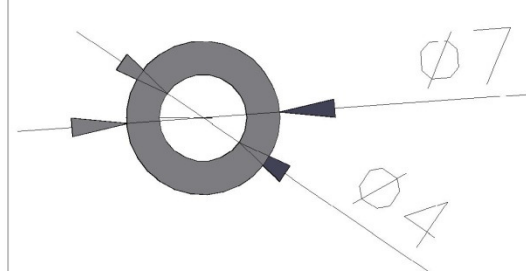
E
E

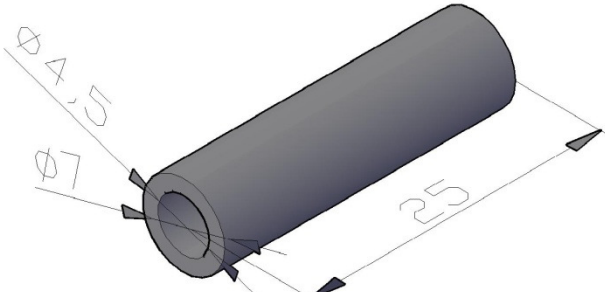

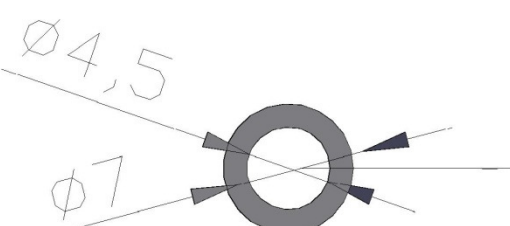
F
F

| Itemref | Quantity | Title/Name, designation, material, dimension etc | Article No./Reference |
|--------------------|-------------------|--|---|
| Designed by XXX | Checked by XXX | Approved by - date XXX - 00/00/00 | Date 00/00/00 |
| XXX | | XXX | |
| | | x | <div style="display: flex; justify-content: space-between;"> <div>Edition 0</div> <div>Sheet 1/1</div> </div> |

1
4

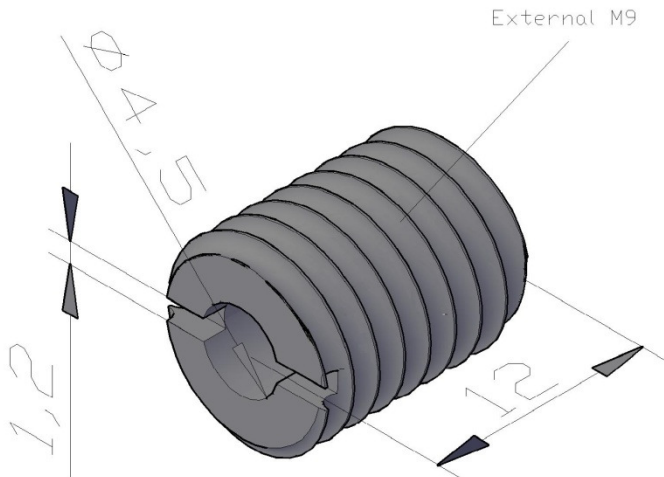


| | 1 | 2 | 3 | 4 | |
|---|--|-------------------|--|------------------|----------------------------------|
| | RevNo | Revision note | | Date | Signature Checked |
| A |  | | | | |
| B | | | | | |
| C | | | | | |
| D |  | |  | | |
| E | | | | | |
| F | | | | | |
| | Itemref | Quantity | Title/Name, designation, material, dimension etc | | Article No./Reference |
| | Designed by XXX | Checked by XXX | Approved by - date XXX - 00/00/00 | File name XXX | Date 00/00/00 Scale 1:1 |
| | XXX | | | XXX | |
| | | | | x | Edition 0 Sheet 1/1 |
| | 1 | | | | 4 |

| | 1 | 1 | 2 | 3 | 1 | 4 | | |
|---|---|-------------------|--|------------------|--|-----------------------|--------------|---|
| | RevNo | Revision note | | | Date | Signature | Checked | |
| A |  | | | | | | | A |
| B | | | | | | | | B |
| C | | | | | | | | C |
| D |  | | | |  | | D | |
| E | | | | | | | E | |
| F | | | | | | | F | |
| | Itemref | Quantity | Title/Name, designation, material, dimension etc | | | Article No./Reference | | |
| | Designed by XXX | Checked by XXX | Approved by - date XXX - 00/00/00 | File name XXX | Date 00/00/00 | Scale 1:1 | | |
| | XXX | | | | XXX | | | |
| | | | | | x | Edition 0 | Sheet 1/1 | |
| | 1 | | | | | 4 | | |

| | | | | | | | |
|--|-------|---------------|---|---|------|-----------|---------|
| | 1 | 1 | 2 | 3 | 1 | 4 | |
| | RevNo | Revision note | | | Date | Signature | Checked |

A



A


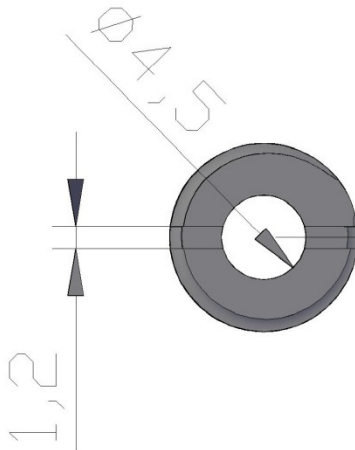
B

B

C

C

D

D

E

E

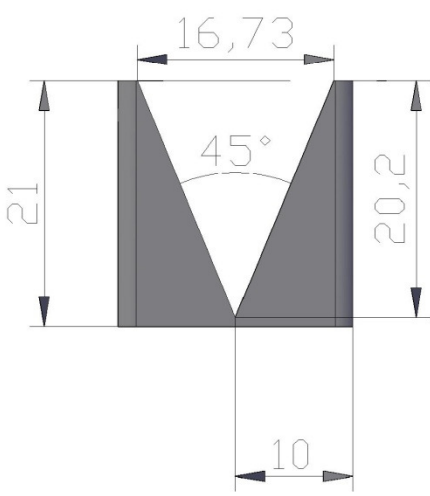
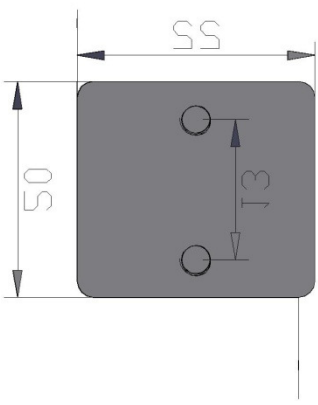
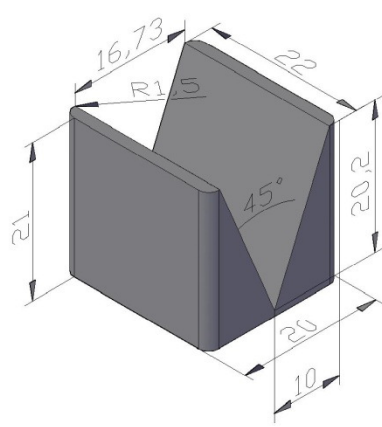
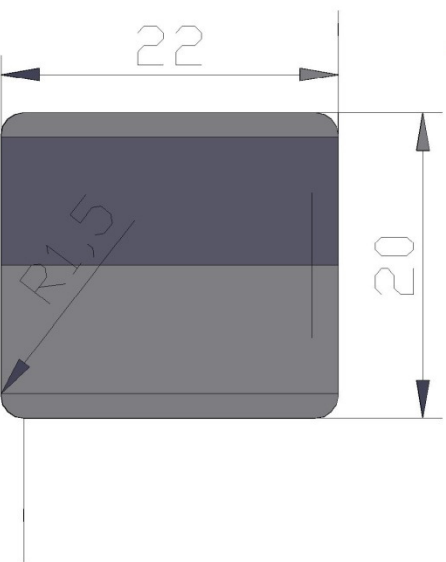
F

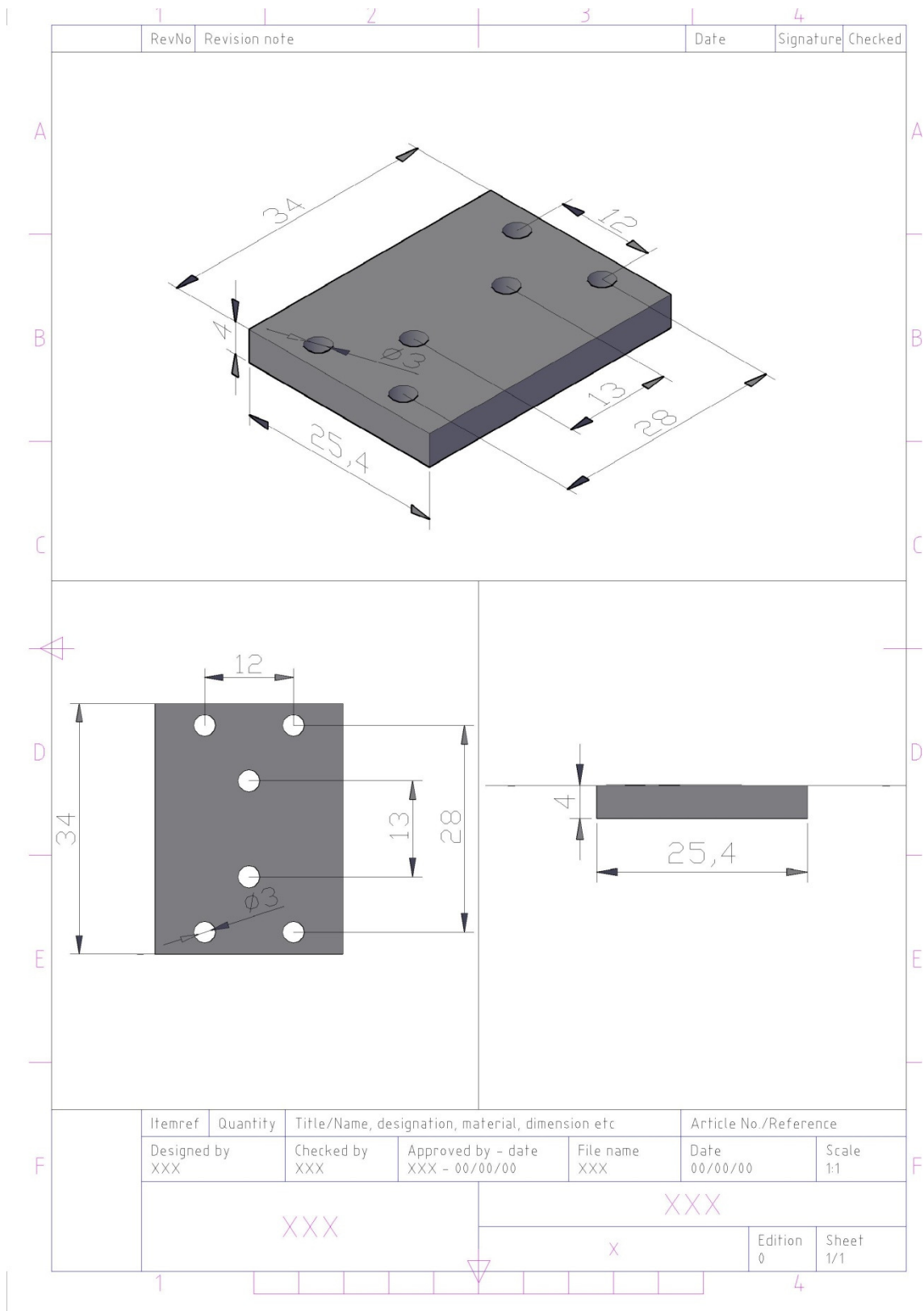
| | | | | | | |
|--------------------|-------------------|--|------------------|------------------|-----------------------|--|
| Itemref | Quantity | Title/Name, designation, material, dimension etc | | | Article No./Reference | |
| Designed by XXX | Checked by XXX | Approved by - date XXX - 00/00/00 | File name XXX | Date 00/00/00 | Scale 1:1 | |
| XXX | | | XXX | | | |
| | | | x | Edition 0 | Sheet 1/1 | |

F


1

4

| 1 | | 2 | | 3 | | 4 | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
|--------------------|---|--|------------------|------------------|---|--------------|--|---------|----------|--|--|--|-----------------------|--|--------------------|-------------------|--------------------------------------|------------------|------------------|--------------|--|-----|--|--|-----|--|--|--|--|--|--|---|--|--------------|--------------|---|
| RevNo | Revision note | | | Date | Signature | Checked | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| A |  | | | |  | | | A | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| B | | | | | | | | B | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| C | | | | | | | | C | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| D |  | | | |  | | | D | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| E | | | | | | | | E | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| F | <table border="1" style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <tr> <th style="width: 10%;">Itemref</th> <th style="width: 10%;">Quantity</th> <th colspan="3" style="width: 40%;">Title/Name, designation, material, dimension etc</th> <th colspan="2" style="width: 40%;">Article No./Reference</th> </tr> <tr> <td>Designed by XXX</td> <td>Checked by XXX</td> <td>Approved by - date XXX - 00/00/00</td> <td>File name XXX</td> <td>Date 00/00/00</td> <td colspan="2">Scale 1:1</td> </tr> <tr> <td colspan="3" style="text-align: center;">XXX</td> <td colspan="4" style="text-align: center;">XXX</td> </tr> <tr> <td colspan="3"></td> <td colspan="2" style="text-align: center;">x</td> <td>Edition 0</td> <td>Sheet 1/1</td> </tr> </table> | | | | | | | Itemref | Quantity | Title/Name, designation, material, dimension etc | | | Article No./Reference | | Designed by XXX | Checked by XXX | Approved by - date XXX - 00/00/00 | File name XXX | Date 00/00/00 | Scale 1:1 | | XXX | | | XXX | | | | | | | x | | Edition 0 | Sheet 1/1 | F |
| Itemref | Quantity | Title/Name, designation, material, dimension etc | | | Article No./Reference | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| Designed by XXX | Checked by XXX | Approved by - date XXX - 00/00/00 | File name XXX | Date 00/00/00 | Scale 1:1 | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| XXX | | | XXX | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | | | x | | Edition 0 | Sheet 1/1 | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 1 | | | | | 4 | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |



Anexo 5- Datasheet da fibra considerada no desenvolvimento do conceito de laser de disco



fiberguide™
INDUSTRIES
THE FIBER OPTIC SOLUTIONS COMPANY
A HALMA COMPANY

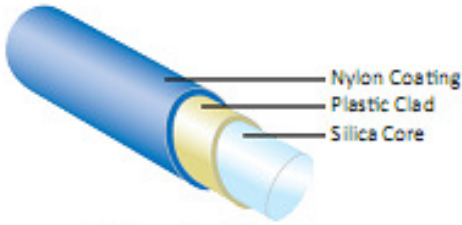
Polymer Clad Fiber
(Low & High OH)
Anhydroguide™ (APC) & Superguide™ (SPC)

Fiber Type:
Step Index
Multimode

Fiber Construction:
Silica Core/
Polymer Clad/
Polymer Coated

Trade Name:
Anhydroguide™
VIS-IR (Low OH)
300nm – 2400nm

Superguide™
UV-VIS (High OH)
190nm – 1250nm



Polymer Clad Fiber

Fiberguide's SPC & APC fibers feature a polymer cladding. This polymer cladding enables a NA of 0.37, but it differs from the hard polymer cladding because the polymer cladding offers better radiation stability making these fibers are the ideal choice for nuclear research and sensing applications.

FIBER SPECIFICATIONS

- Step Index Multimode
- Pure Fused Silica Core / Polymer Cladding
- Core / Cladding Sizes: 200/300µm to 2000/2150µm
- Numerical Aperture (NA):
 - 0.37 (Up to 2 meter length)
 - 0.23 (Over 50 meter length)
- Recommended Bend Radius:
 - Short Term: 100 X Core Diameter
 - Long Term: 200 X Core Diameter
- 100% Proof Test Using 4-Axis Bend Method
- Nylon certified to NAIMSA Class VI

Please note that these figures represent best practice recommendations. In applications where higher bend radii are required, Fiberguide can assist you in identifying what impact they may have on fiber reliability.

NA Note
The theoretical numerical aperture for Silica Fibers, as calculated from the refractive indices of the core and cladding materials, only persists for short fiber lengths, guided light rays near to the maximum acceptance angle are selectively attenuated by the cladding material so that a somewhat reduced effective or "steady state" numerical aperture governs transmission for distances over 50 meters

Applications:

- Bio-Analytical Sensing
- Medical Laser
- Dental Curing
- Spectroscopy
- Nuclear Plasma Sensing
- Photodynamic Therapy

Headquarters & Fiber Manufacturing
1 Bay Street, Stirling, New Jersey 07980
Phone: (908) 647-6601
SPCC 721 006 Rev 9/7/2012

Assembly & Manufacturing Facility
3409 E. Liden St., Caldwell, Idaho 83605
Phone: (208) 454-1988

Contact Us
Email: info@fiberguide.com
www.fiberguide.com
Page 1 of 4

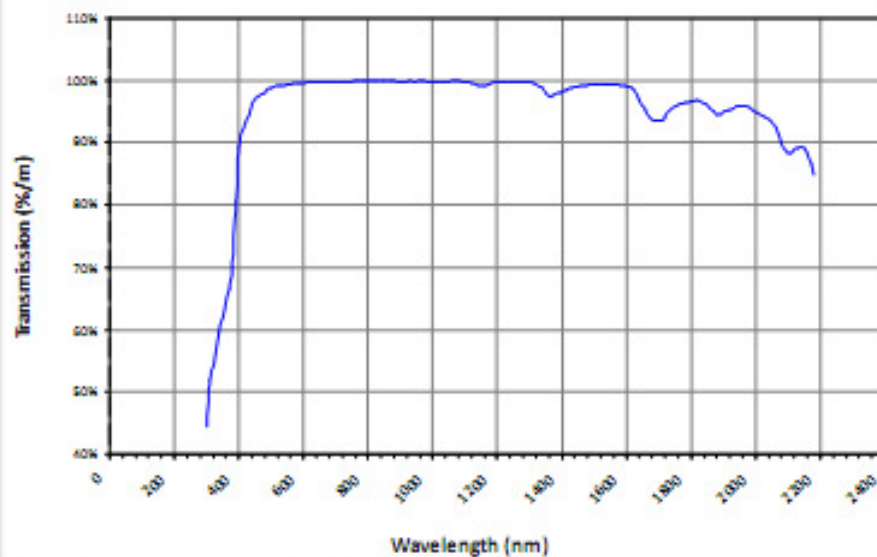
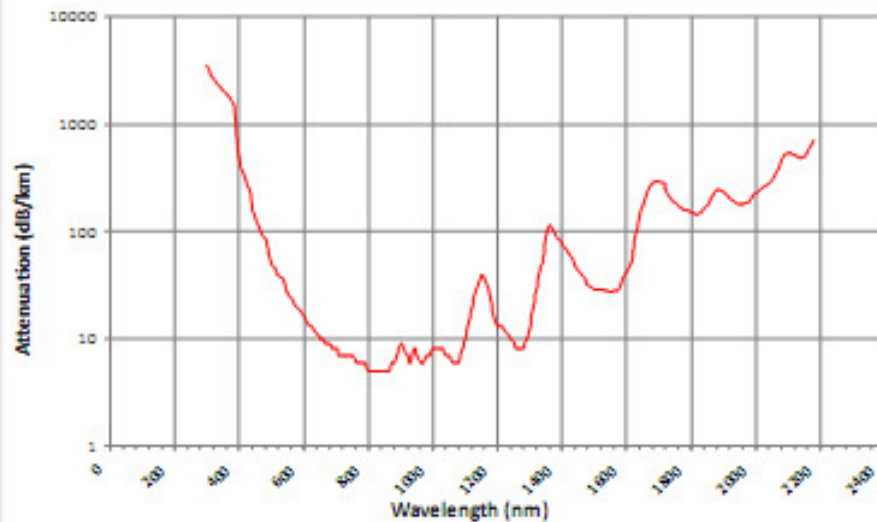
Fiber Type:
 Step Index
 Multimode

Fiber Construction:
 Silica Core/
 Polymer Clad/
 Polymer Coated

Trade Name:
 Anhydroguide™
 VIS-IR (Low OH)
 300nm – 2400nm

Superguide™
 UV-VIS (High OH)
 190nm – 1250nm

Fiber Type: Anhydroguide™ Pure Fused Silica Core/Polymer Cladding • Step Index Multimode
Wavelength: VIS-IR (Low OH): 300 nm – 2400 nm



Headquarters & Fiber Manufacturing
 1 Bay Street, Striving, New Jersey 07980
 Phone: (908) 647-6601

Assembly & Manufacturing Facility
 3409 E. Linden St., Caldwell/Idaho 83605
 Phone: (208)454-1988

Contact Us
 Email: info@fiberguide.com
www.fiberguide.com

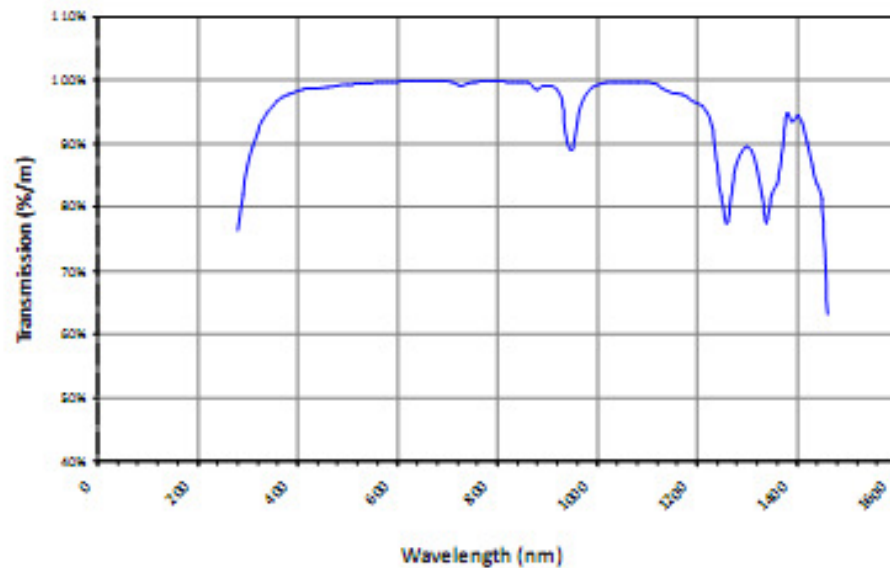
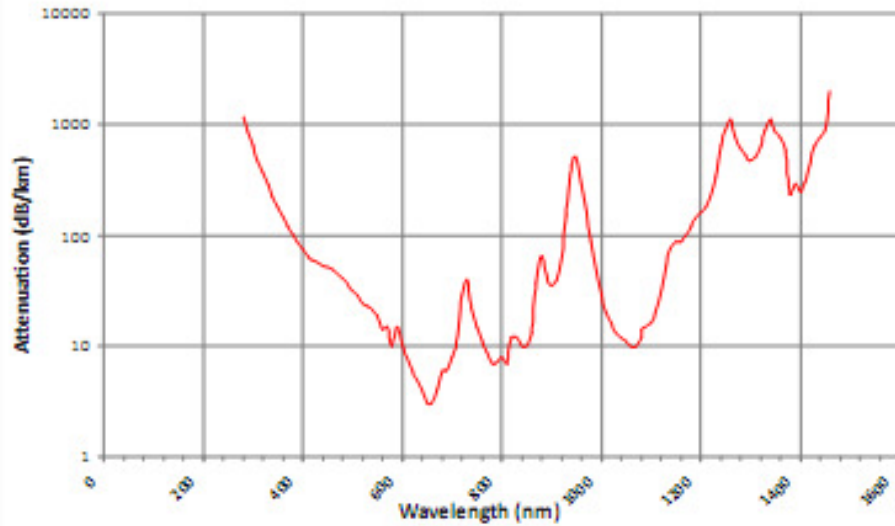
Fiber Type:
 Step Index
 Multimode

Fiber Construction:
 Silica Core/
 Polymer Clad/
 Polymer Coated

Trade Name:
 Anhydroguide™
 VIS-IR (Low OH)
 300 nm – 2400 nm

Superguide™
 UV-VIS (High OH)
 190 nm – 1250 nm

Fiber Type: Superguide™ Pure Fused Silica Core/Polymer Cladding • Step Index Multimode
Wavelength: UV-VIS (High OH): 190 nm – 1250 nm



Headquarters & Fiber Manufacturing
 1 Bay Street, Stirling, New Jersey 07980
 Phone: (908) 647-6601
 SPEC 721 008, Rev 9/7/2012

Assembly & Manufacturing Facility
 3400 E Linden St., Caldwell, Idaho 83605
 Phone: (208) 454-1988

Contact Us
 Email: info@fiberguide.com
www.fiberguide.com
 Page 3 of 4

**Polymer Clad Fiber
(Low & High OH)
Anhydroguide™ (APC) & Superguide™ (SPC)**

Fiber Type:
Step Index
Multimode

Fiber Construction:
Silica Core/
Polymer Clad/
Polymer Coated

Trade Name:
Anhydroguide™
VIS-IR (Low OH)
300nm – 2400nm

Superguide™
UV-VIS (High OH)
190nm – 1250nm

Nylon Coating

Temperature: -40°C to +100°C / -40°F to +212°F

Fiber Type: Anhydroguide™ Silica Core/Polymer Cladding - Step Index Multimode

Wavelength: VIS-IR 300nm - 2400 nm (Low OH)

Numerical Aperture (NA):

Standard: 0.37 ± 0.02 (Full acceptance Angle 43°)

Proof Test: 100 KPSI 4-Axis Bend Test

| Product Code | Core Diameter (µm) | Cladding Diameter (µm) | Coating Diameter (µm) | Bend Radius Short Term/Long Term (mm) |
|--------------------|--------------------|------------------------|-----------------------|---------------------------------------|
| APC300/300/370N | 300 ± 4 | 300 ± 5 | 370 ± 19 | ≥ 20/4.0 |
| APC300/400/500N | 300 ± 5 | 400 ± 8 | 500 ± 25 | ≥ 30/5.0 |
| APC400/500/600N | 400 ± 8 | 500 ± 10 | 600 ± 30 | ≥ 40/6.0 |
| APC500/700/800N | 500 ± 12 | 700 ± 14 | 800 ± 40 | ≥ 50/120 |
| APC800/900/1000N | 800 ± 16 | 900 ± 18 | 1000 ± 50 | ≥ 80/160 |
| APC1000/1100/1200N | 1000 ± 20 | 1100 ± 22 | 1200 ± 60 | ≥ 100/200 |
| APC1500/1650/1800N | 1500 ± 30 | 1650 ± 33 | 1800 ± 90 | ≥ 150/300 |
| APC2000/2150/2300N | 2000 ± 40 | 2150 ± 43 | 2300 ± 115 | ≥ 200/400 |

Nylon Coating

Temperature: -40°C to +100°C / -40°F to +212°F

Fiber Type: Superguide™ Silica Core/Polymer Cladding - Step Index Multimode

Wavelength: UV-VIS 190 nm - 1250 nm (High OH)

Numerical Aperture (NA):

Standard: 0.37 ± 0.02 (Full acceptance Angle 43°)

Proof Test: 100 KPSI 4-Axis Bend Test

| Product Code | Core Diameter (µm) | Cladding Diameter (µm) | Coating Diameter (µm) | Bend Radius Short Term/Long Term (mm) |
|--------------------|--------------------|------------------------|-----------------------|---------------------------------------|
| SPC300/300/370N | 300 ± 4 | 300 ± 5 | 370 ± 19 | ≥ 20/4.0 |
| SPC300/400/500N | 300 ± 5 | 400 ± 8 | 500 ± 25 | ≥ 30/5.0 |
| SPC400/500/600N | 400 ± 8 | 500 ± 10 | 600 ± 30 | ≥ 40/6.0 |
| SPC500/700/800N | 500 ± 12 | 700 ± 14 | 800 ± 40 | ≥ 50/120 |
| SPC800/900/1000N | 800 ± 16 | 900 ± 18 | 1000 ± 50 | ≥ 80/160 |
| SPC1000/1100/1200N | 1000 ± 20 | 1100 ± 22 | 1200 ± 60 | ≥ 100/200 |
| SPC1500/1650/1800N | 1500 ± 30 | 1650 ± 33 | 1800 ± 90 | ≥ 150/300 |
| SPC2000/2150/2300N | 2000 ± 40 | 2150 ± 43 | 2300 ± 115 | ≥ 200/400 |

Headquarters & Fiber Manufacturing
1 Bay Street, Sebring, New Jersey 07980
Phone: (908) 647-6601
SPC 721.005, Rev 9/7/2012

Assembly & Manufacturing Facility
3409 E. Liden St., Caldwell, Idaho 83605
Phone: (208) 454-1988

Contact Us
Email: info@fiberguide.com
www.fiberguide.com
Page 4 of 4

Anexo 7- Artigo Publicado no ambito do conceito de laser de disco

Optical fiber pumping of solar Nd:YAG disc laser

Bruno do Couto and Dawei Liang

CEFITEC, Departamento de Física, FCT, Universidade Nova de Lisboa, 2829-516,

Campus de Caparica, Portugal

bac17604@fct.unl.pt dl@fct.unl.pt

ABSTRACT

Incoming solar energy is firstly collected 137 small parabolic mirrors, 180mm in diameter, 210mm in focal length and then coupled by 137 optical fibers with 2mm in diameter, to a diffusion bounded thin-disc Nd:YAG laser material. The flexibility of optical fiber allows the placement of laser cavity away from the collection mirrors. The conical polishing of the fiber output sections permits further enhancement of pump light absorption by the Nd:YAG thin-disc, diffusion bounded to an undoped YAG cap with 80mm maximum diameter. For optimal pumping conditions with 1.8mm diameter polished tips, 20W laser power was numerically calculated, corresponding to a collection efficiency of 5.9 W/m². M² factors of M_{x2}=88.5 and M_{y2}=89.4 were also attained, indicating an almost symmetrical absorption profile. The proposed scheme can provide a solution to the thermal problems that has plagued the solar-pumped lasers for many years.

Keywords: solid-state, thin-disc, laser, solar pumping, optical fiber, Nd:YAG,

INTRODUCTION

A disk laser ^[1], or active mirror as shown in Figure 1 is a type of solid-state laser characterized by a heat sink and laser output that are realized on opposite sides of a thin layer of active gain medium. Thin disc laser concept was initially developed for diode-pumped systems ^[2]. A laser disc essentially consists of an active disc cylinder with transverse dimensions that are significantly larger than its thickness. Such a laser system allows for the minimization of the distance that waste heat travels. The crystal may be pumped in a nearly end-pumped geometry, but the small distance crossed by the incident beam inside the active medium yields poor absorption. One solution to this problem was proposed by Dascalu et al ^[3]. It consists of a laser disc diffusion bonded to an undoped discoid YAG cap of larger dimensions. Pumping is delivered across three windows cut obliquely on the pumping surface of the undoped YAG element and 120° apart from each other. The pumping beam then propagates inside the undoped cap and the gain medium through total internal reflection. This configuration allows for multi-passing of the pump beam through the gain medium, reinforces it and provides the way to concentrate the pump beam uniformly into a smaller diameter.

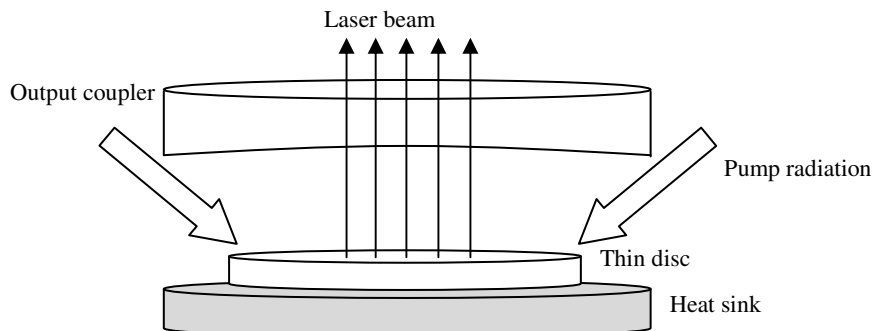


Fig.1. An optically-pumped disk laser (active mirror).

The notion of transporting solar energy by optical fiber has been proposed by several researchers^[4-7]. The use of fiber-optic mini-dish system for solar applications that require a high flux concentration was proposed and tested^[7]. The system consisted of a small parabolic mirror for light collection coupled to an optical fiber by a smaller flat mirror. For a still greater concentration of light the conical tapering of fiber-optics distal tip was also studied. Above 10W/mm² concentration of sunlight was achieved^[7].

SOLAR ENERGY TRANSMISSION AND CONCENTRATION SCHEME BY OPTICAL FIBERS

As shown in Figure 2, a fiber optic solar energy transmission and concentration scheme is proposed here. Due to the inherent flexibility of the optical fibers, the laser active materials can be pumped in a convenient place outside the focal area of the collection system.

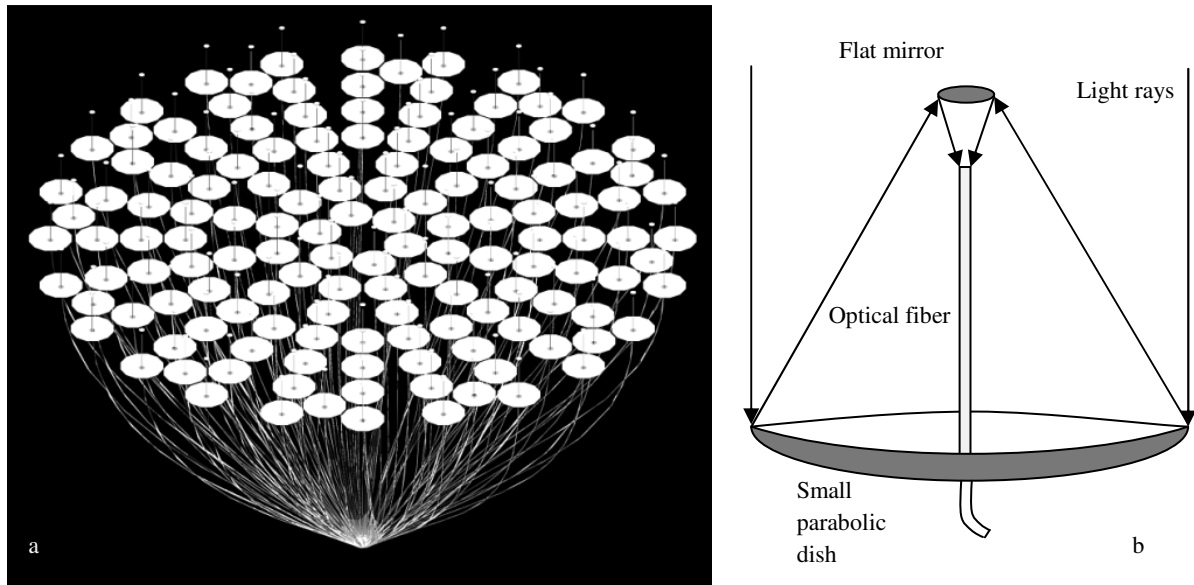


Figure 2- a) The 137 optical fibers around the undoped YAG cap; b) Detailed view of the light coupling between the optical fiber and the small parabolic dish.

As indicated by Figure 2, there are 137 small parabolic mirrors with 180mm diameter and 210mm focal length, facing towards to the incoming solar rays. Small plane mirrors with 25mm in diameter are used to invert the concentrated solar radiation to the input end of a 2mm diameter optical fiber. The focusing distance of a parabolic mirror irradiated by the sun is given by:

$$d = f \sin 0,54^\circ$$

where d is the focal spot diameter and $0,54^\circ$ is the solar half angle. In order to couple a parabolic mirror to an optical fiber of d diameter we should have a mirror with radius r , so that

$$r = f \tan[\sin^{-1} NA]$$

where NA is the numerical aperture of the optical fiber. So, for a focal spot 2mm wide, a mirror with a 212 mm focal distance is necessary.

The optical fibres utilized in the experiments were the Low OH - Anhydroguide™ APCH VIS-IR 2mm core diameter fibres from Fiberguide Industries®. The fibres were 2m in length and not AR coated, matching the best calculated power density results. The NA was 0.39. The maximum operating temperature was however 125°C. Considering an average solar collectable irradiance of 800 W/m² and 95% mirror reflectivity, 11.6W solar power is numerically calculated. This result has the experimental validation of our previous researches^[5,6].

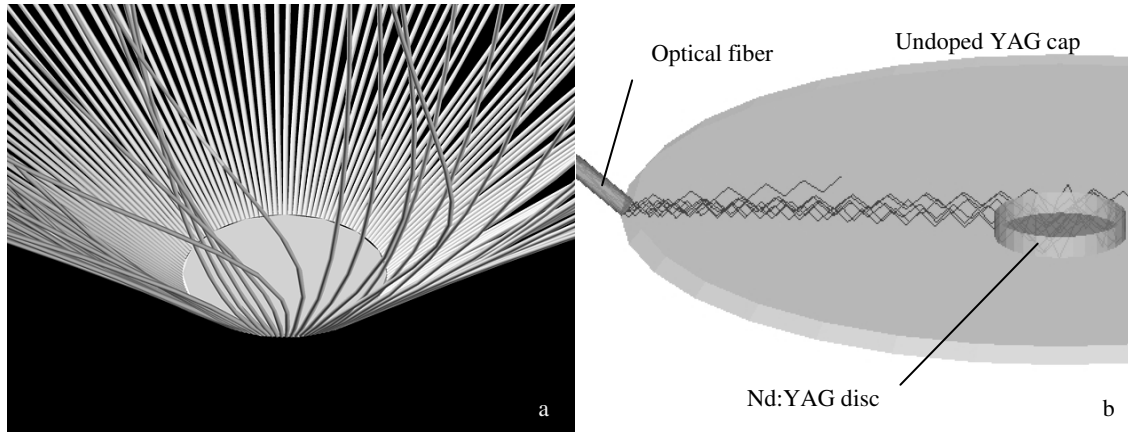


Figure 3a shows the light coupling scheme between the undoped cape and optical fibers. Figure 3b gives the detailed view of the light coupling between the tapered optical fiber and the undoped cape and finally to the diffusion bounded Nd:YAG disk.

Higher concentrations may still be achieved by tapering the distal tip of the optical fiber into a truncated cone. This secondary concentration causes an increase in output semi-angle from the fiber and a reduction of the output diameter, according to the optical invariant equations, a net concentration is hence achieved.

Where d_1 is the input diameter, θ_1 is semi-angle of the incoming beam, d_2 is the output diameter and θ_2 is the output semi-angle. For a 2mm thick fiber optics of 0.4 NA, being conically tapered at the output section, Table 1 shows the corresponding relations between the d_2 and θ_2 .

| d_2 (mm) | θ_2 (°) |
|------------|----------------|
| 2.0 | 23.00 |
| 1.9 | 24.29 |
| 1.8 | 25.73 |
| 1.7 | 27.37 |

Table 1- Distal tip final diameter d_2 versus output semi-angle θ_2

NUMERICAL ANALYSIS OF ABSORBED SOLAR POWER AND LASER OUTPUT POWER

Preliminary studies ZEMAXTM showed that a laser disc 2mm thick and with 12mm in diameter would be a convenient option for this pumping scheme. Several different fiber tip configurations were considered. They ranged from no tapering to configuration with final diameter of 1.7mm.

The outer diameter in the undoped YAG cap was maintained at 80mm. So the number of optical fibers that can be placed around the undoped YAG element varied with the fiber final diameter. The data regarding the number of fibers for each fiber final diameter is in Table 2.

| d_2 (mm) | No.of fibers |
|------------|--------------|
| 2.0 | 123 |
| 1.9 | 130 |
| 1.8 | 137 |
| 1.7 | 145 |

Table 2- Distal tip final diameter d_2 versus number of fibers

The most convenient angle at which to couple the fibers to the oblique face of the undoped YAG cap was also studied. The height and smaller diameter of the undoped YAG cap varied according to fiber final diameter and coupling angle.

The optical fibers distal tips were simulated by circular light sources of appropriate size and angle distribution. A few compromises must be found to achieve the most favorable configuration. Concentrating light also means a large divergence of the output beam, causing some rays at largest angles to miss the active medium. A high concentrating design of the fibers distal tip implies a large increase in the number of small primary collectors and the associated mechanics involved. So finally 137 optical fibers were considered adequate for the proposed pumping scheme.

Considering 800 W/m^2 terrestrial solar irradiation, the concentrated light spot at the focus of each of the small primary mirror reaches 23W. After the transmission and concentration by optical fiber, 11.6W was obtained from the fiber tip. Since that only 14% of the useful solar power falls within the absorption band of the Nd:YAG material ^[10], 1.6W is consequently assumed in ray-tracing software to simulate the effective solar pump power from each optical fiber.

Optimum pumping parameters are found through ZEMAX ray-tracing analysis to achieve the best absorption pump distribution within the laser disc. During ray-tracing, the cylindrical laser disc is divided into a total of 18000 zones. The path length in each zone is found. With this value and the effective absorption coefficient of 1.1% Nd:YAG material, the absorbed power within the laser disc can be calculated by summing up the absorbed pump radiation of all the zones. The absorbed pump flux data from the ray-tracing analysis is then processed by LASCAD software, in a laser cavity finite element analysis (FEA), to find the laser output power. The optical resonator is comprised of two opposing plane-parallel mirrors at right angles to the optical axis of the disc. Output coupler reflectivity is used for maximizing the multimode laser power. One mirror is high reflection coated (HR, 99.98%) while the other output coupler is partial reflection (PR) coated. The resonant cavity of 320 mm length and the averaged solar pump wavelength of 660 nm are adopted. A round-trip loss of 0.6% is assumed for the 1.1% Nd:YAG disc. 20.6W multimode laser power was numerically calculated for the correspondent absorbed flux profile in Figure 4, which is equivalent to 5.9 W/m^2 collection efficiency. Beam quality parameters of $M_x^2 = 88.5$ and $M_y^2 = 89.4$ are also obtained, indicating a symmetric beam profile.

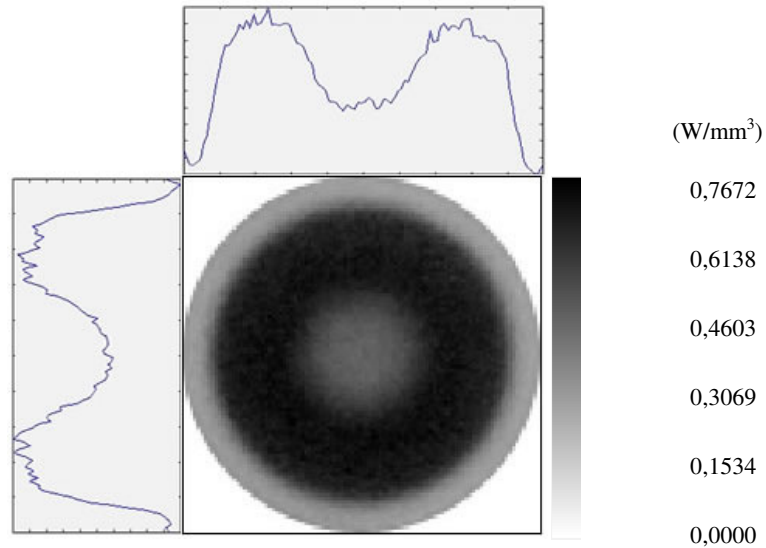


Figure 4- Absorbed pump flux profile of the thin-disk Nd:YAG laser

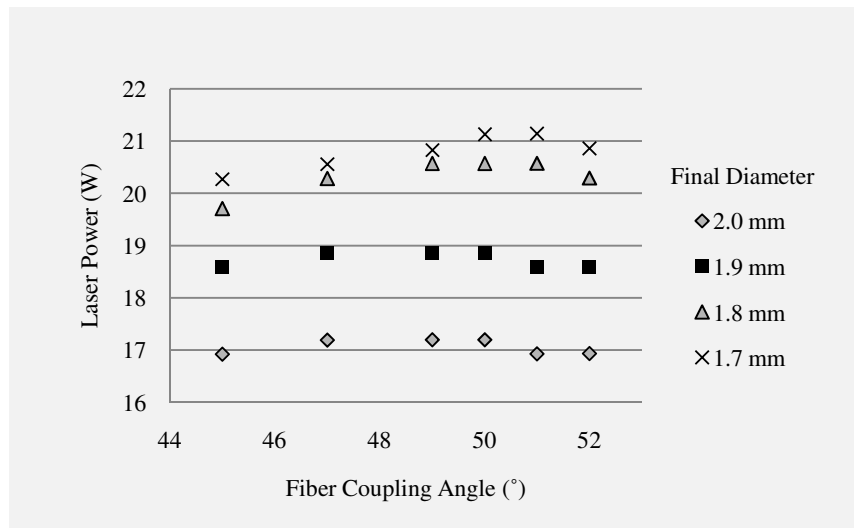


Figure 5- Laser output for different fiber tip and coupling angle configurations

As indicated in Figure 5, the highest value of laser power of more than 21W is obtained for the 1.7 mm final diameter. The laser power presents a growing trend as the final diameter decreases. This is related to the greatest flux concentration for smaller final diameters and also to the greater number of fibers that can be placed.

However, the laser output values for the 1.8mm final diameter are comparatively near to those obtained for 1.7mm, reaching 20,6W at 49° coupling angle. This confirms the 137 fibers option to be the most favorable.

CONCLUSIONS

Based on thin-disk laser technology for diode-pumped solid-state lasers, and also based on our previous experiences in the technique of solar energy transmission and concentration by optical fibers, a solar-pumped thin disk laser pumping scheme is proposed here. The inherent flexibility of the optical fibers allows the placement of the laser head in a convenient place outside the focal area of the solar collection system. Stable optical alignment can therefore be achieved. The integration of the concept of thin disk laser to solar-pumped lasers alleviates largely the thermal management problem that has plagued this type laser for a long time. ZEMAX and LASCAD software were used to analyze numerically the output laser power and performance of our proposal. Moderate collection efficiency of 5.9W/m² was numerically calculated. The reduction of the thermal lensing and thermal stress can also be a natural product of this type of laser.

References

- [1] Paschotta, R. [Encyclopedia of Laser Physics and Technology]. Thin disk lasers, Wiley-VCH
- [2] Giesen, A., Hügel, H., Voss, A., Wittig, K., Brauch, U. and Opower, H. "Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers". Appl. Phys. B 58 (5): 365–372. (1994)
- [3] Dascalu, T., Taira, T., "Highly efficient configuration for microchip solid-state laser", Opt. Exp., vol.14, p. 672 (2006)
- [4] Cariou, J. M., Dugas, J. and Martin, L. "Transport of solar energy with optical fibres" Sol. Energ., vol. 29, no. 5, pp. 397-406, (1982)

- [5] Liang, D., Monteiro, L. F., Teixeira, M. R., Monteiro, M. L., Pereira, M. C. "Fiber-Optic Solar Energy Transmission and Concentration" *Sol. Energ. Mat. Sol. Cells*, 54, pp. 323-331,(1998).
- [6] Liang, D., Nunes, Y., Monteiro, L. F., Monteiro, M. L. and Pereira, M. C., " 200W Solar Energy Delivery with Optical Fiber Bundles" *Proc. of SPIE*, Vol. 3139, pp.217-224, (1997)
- [7] Feuermann, D., Gordon, J. and Huleihil, M., "Solar Fiber-Optic Mini-Dish Concentrators: First Experimental results and Field Experience", *Sol. Energ.* vol. 72, p.470, (2002)
- [8] Liang, D., Chaves J., Pires, N., Monteiro, M. L. and Pereira, M. C., "Solar Energy Transmission and Concentration by an Optical Fiber Bundle with Frustum Type Output End" *Proc. of SPIE*, Vol. 3781, pp. 156-164, (1999).
- [9] N. Pires, D. Liang, J. Chaves, L. F. Monteiro and M. C. Pereira "Transmission and Concentration of Solar Radiations Using a Fiber Bundle with a DCPC", *Proc. of SPIE*, Vol. 3781, pp.165-173, (1999).
- [10] Weckslar, M. and Shwartz, J., "Solar pumped solid-state laser" *IEEE J. of Quant. Elect.*, vol. 24, no. 6, pp. 1222–1228, (1988).